PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 15. Mai 1902. Redaktionsschluss für No. 17 am 21. Mai 1902. 3. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Schütte, Die schiffbautechnische Versuchsabteilung des Norddeutschen Lloyd in Bremerhaven. S. 353.

H. Krüss, Stereoskope für grosse Bilder. S. 361.

E. Wiechert, Polarlichtbeobachtungen in Göttingen. S. 365.

W. B. v. Czudnochowski, Universal-Vakuumapparate zu Versuchen über elektrische Entladungen in Gasen. S. 366.

J. Stark, Über Kathodenstrahlreflexion bei schiefer Incidenz. S. 368.

G. di Ciommo, Über die elektrische Leitungsfähigkeit von isolierenden Flüssigkeiten und ihren Mischungen. S. 373.

Th. Bruger, Wheatstone-Brücke mit Schleifdraht und regelbarem Vorschaltwiderstand. S. 374.

Personalien. S. 376.

Berichtigungen. S. 376.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die schiffbautechnische Versuchsabteilung des Norddeutschen Lloyd in Bremerhaven.

Von Joh. Schütte.

Vieles ist bereits über die Versuchsstation des Norddeutschen Lloyd in Bremerhaven geschrieben worden, noch mehr geredet. Da nun manches von dem, was geschrieben und geredet wurde, nicht ganz mit den Thatsachen in Einklang zu bringen ist, so mag man mir gestatten, in kurzen Zügen eine Beschreibung der Station und der Vorgänge, die sich in ihr abspielen, zu liefern.

Die Theorien, welche sich mit dem Schiffswiderstande befassen, sind sehr mannigfaltig, ebenso mannigfaltig sind die Resultate, welche sie liefern. Eins haben sie gemein, sie stimmen alle, sobald nur der passende Koeffizient gewählt ist, mit dem ihr Ergebnis multipliziert werden muss, um brauchbar zu werden.

Zweifellos ist die Froudesche Schiffswiderstandstheorie die beste dieser Theorien, da sie der Wahrheit am nächsten kommt. Ein Nachteil ist der kostspielige Apparat, mit dem sie arbeitet, ein Apparat, der nicht jedem zur Verfügung steht, nämlich eine Versuchsstation, in dem die Schiffe bez. ihre Modelle auf ihren Widerstand durch Versuche untersucht werden.

Die Versuche selbst sind sehr einfach. Nachdem den Funktionen entsprechend, die das projektierte Schiff erfüllen soll, die Wasserverdrängung des Schiffskörpers bestimmt ist, werden für dieses Deplacement mehrere Schiffe entworfen. Nach den gezeichneten Plänen schneidet eine sinnreich konstruierte Maschine Schiffsmodelle von 4 — 5 m Länge aus Paraffin, die den grossen Schiffen geometrisch absolut ähnliche Körper sind. Diese schwimmenden Körper werden durch ein Bassin mit Wasser gezogen. Den Widerstand gegen ihre Fortbewegung misst ein Kraftmesser oder Dynamometer, dessen Registriertrommel gleichzeitig Weg und Zeit aufzeichnet.

Wie man nun einem Gefässe, welches einen Liter fassen soll, unzählige Formen geben kann, ebenso sind für ein Schiff von z. B. 1000 cbm Wasserverdrängung unzählige Abmessungen der Länge, Breite und des Tiefganges möglich. Wenn nun auch durch die erforderliche Stabilität, durch die Untiefen der Küsten, Flüsse, Hafeneinfahrten und durch die Länge und Breite der Docks die Zahl der Abmessungen von Haus aus wesentlich beschränkt wird, so bleiben doch noch selbst unter Berücksichtigung des soeben Erwähnten zahlreiche Schiffsformen übrig, aus denen es schwer ist, die richtige Wahl zu treffen. Eine Versuchsstation allein giebt das sichere Mittel, um von diesen Formen diejenige zu finden, welche den gestellten Bedingungen am meisten gerecht wird.

Die Versuchsstation des Norddeutschen Lloyd, deren Äusseres durch das Bild No. 1 veranschaulicht wird, ist ein Fachwerkbau mit Holzverschalung von 170 m Länge. Sie besteht aus einer langen Halle von gleicher Länge und 8 m lichter Weite, die von einem 164 m langem Schleppbassin durchzogen ist, von 6 m Breite und 3,20 m Wassertiefe. An den Seiten dieses Bassins läuft ein sehr starkes Gleis entlang, auf dem der 6,25 m breite und 9,40 m lange Schleppwagen rollt. Neben dem Nordostende dieser Halle liegen die zur Herstellung der Modelle erforderlichen Räume: die Formerei, Giesserei, Modelltischlerei, die mechanische Werkstatt und der Raum für die Modellschneidemaschine. Ferner die Bureaux für die zum Betriebe erforderlichen Ingenieure und Zeichner. Die Gesamtkosten dieser Anlage von 3124 qm Grundfläche betragen eine Viertelmillion Mark.

Die Modelle werden aus Paraffin von 0,87 spezifischem Gewicht, das einen Schmelzpunkt von 58°—63° C. hat, gegossen, nachdem sie in

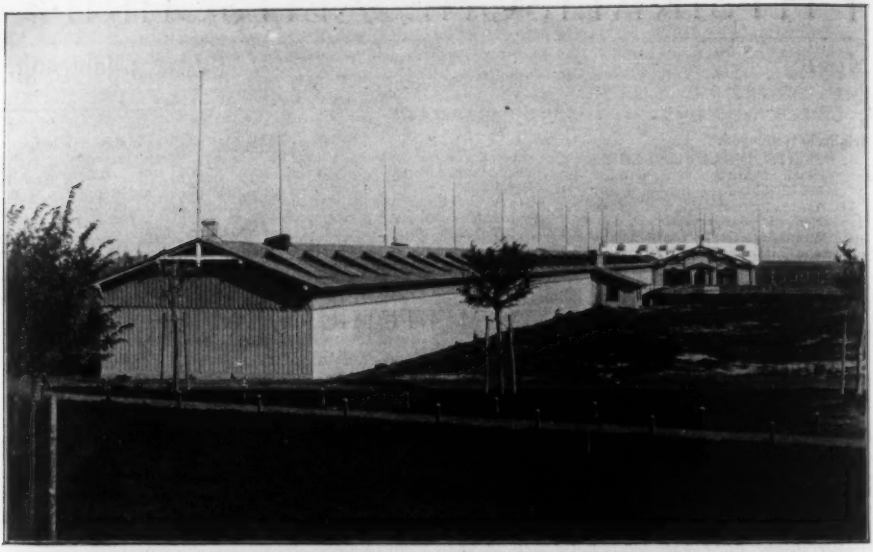

Bild No. 1. Aussenansicht.

Bild No. 2. Formerei.

durchgesiebtem Thon geformt sind. Der Formkasten ist 6 m lang, 1 m breit und 0,90 m tief. Um das Paraffin nicht zu überhitzen, wird es im Wasserbade in einem von Wasserrohren durchzogenen kupfernen Kessel von 300 l Inhalt geschmolzen. Das Modell ist ein Hohlguss; der Kern wird aus Spantschablonen und etwa 5 mm dicken, 30 mm breiten Holzlatten angefertigt, die mit starkem Leinen überzogen sind, welches einen dreimaligen Thonanstrich erhält. (Vergl. das Bild No. 2, die Formerei.) Nachdem der Kern in die Thonform gesetzt ist (vergl. Figur 1), wird er mit

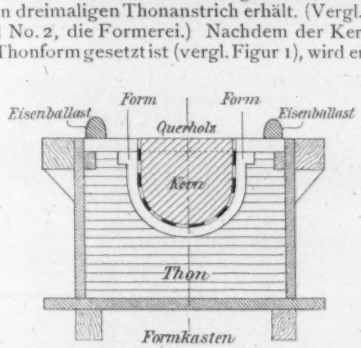

Fig. 1.

Eisenballast beschwert, um während des Giessens sein Auftreiben zu verhüten. Die Wandungen der Modelle sind in der Form 35—45 mm dick, etwa 10 mm stärker als die der für den Versuch fertigen Modelle. Die Zugabe von 10 mm ist für das Schneiden auf der Modellschneidemaschine (vergl. Bild No. 3) erforderlich. Diese Maschine besteht im wesentlichen aus einem das Modell tragenden Wagen, mit dem ein parallel geführter, mit Rollen versehener Zeichentisch verbunden ist, auf welchem die Wasserlinienzeichnung des Modelles gespannt ist, und aus zwei in Spindeln rotierenden Messern (Fig. 2), die horizontal und vertikal verschieb-

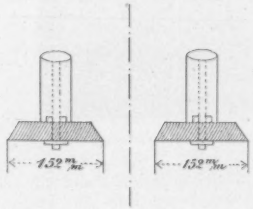

Fig. 2.

bar sind. Die Horizontalverschiebung, welche durch ein Handrad bewirkt wird, folgt den Wasserlinien mittels eines Pantographen oder Storchschnabels, so dass also die Wasserlinien direkt von der Zeichnung auf das Modell übertragen werden können. Wie erwähnt, ist die Bewegung des Zeichentisches zum Modellwagen eine zwangläufige, ihr Geschwindigkeitsverhältnis kann von 1 : 1 bis 48 : 160, entsprechend den Zahnrädern, durch die sie verbunden sind, verändert werden. Diese Geschwindigkeitsdifferenz hat folgenden Zweck. Wird z. B. für einen Schnelldampfer von 200 m Länge ein Modell im Massstab 1 : 40 ausgeführt, so beträgt die Modelllänge 5 m. Würden nun Modellwagen und Zeichentisch gleichschnell laufen, so müsste die Wasserlinienzeichnung für das Modell ebenfalls 5 m lang sein; die Herstellung dieser Zeichnung würde demzufolge erstens sehr schwierig und zweitens, infolge der Länge des Papiers, wenig genau sein. Sobald es aber möglich ist, den Modellwagen z. B. doppelt so schnell laufen zu lassen als den Zeichentisch, so braucht die Wasserlinienzeichnung nur 2,5 m lang zu sein, da ja dann das Modell in derselben Zeit 5 m fortbewegt wird, in der sich diese Zeichnung um nur 2,5 m parallel verschiebt. — Die Konstruktionszeichnungen der Wasserlinien für die Modellschneidemaschine sind somit in der Regel verzerrt, da der Massstab der Breite nicht mit dem der Länge identisch ist. Während nun bei einem gewöhnlichen Storchschnabel auf der einen Seite ein Punkt geführt wird und auf der anderen wiederum ein Punkt, der Zeichenstift, die verkleinerte oder vergrösserte Figur zeichnet, ist die Wiedergabe in dem vorliegenden Falle etwas anders, da die rotierenden Messer (Fig. 2) einen bestimmten Durchmesser haben müssen. Der geführte Punkt wird zur Ellipse, deren eine Hauptachse gleich dem Durchmesser der Messer ist, und deren andere gleich ist diesem Durchmesser multipliziert mit dem Verhältnis des Massstabes der Breite zu dem der Länge der Wasserlinienzeichnung.

Nachdem die Modellschneidemaschine ihre Schuldigkeit gethan, hat ein Querschnitt des

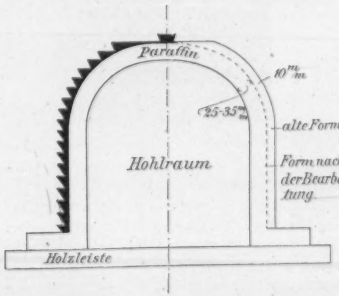

Fig. 3.

gefrästen Modelles folgendes Aussehen (Fig. 3). Die Paraffinreste, welche schwarz angedeutet sind, werden durch Hobel und Schraper mit der Hand entfernt. Die Kontrolle für die Richtigkeit des Modelles ist sehr einfach. Aus dem Konstruktionsplan des Schiffes ist ein gewisses

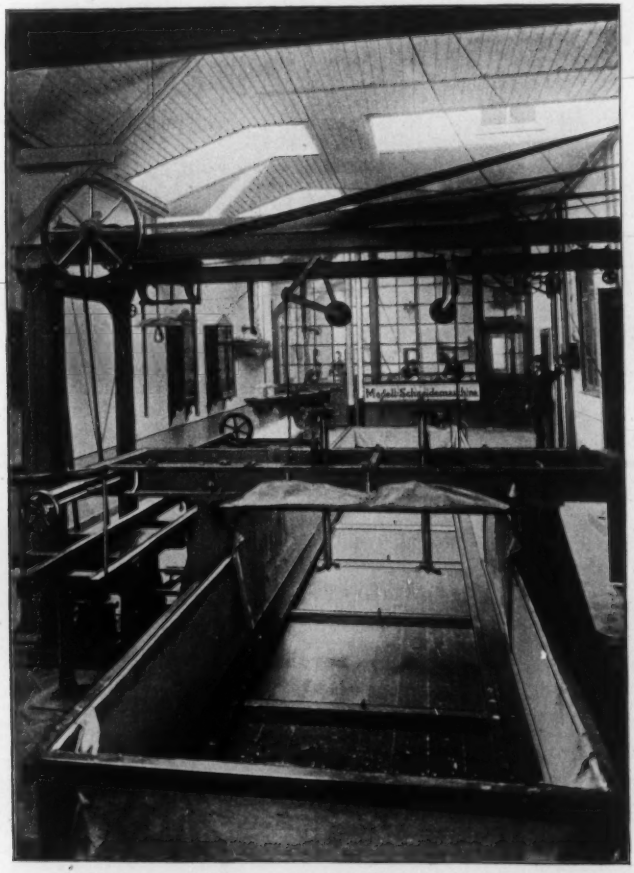

Bild No. 3. Modellschneidemaschine

Deplacement berechnet, z. B. 2700 cbm. Wenn nun das Modell im Massstab $^1/_{30}$ entworfen ist, so muss das für den Versuch fertige Modell, Bild No. 6, also das Modell in der richtigen Schwimmlage $2700 : 30^3 = 0{,}1$ t, oder 100 kg wiegen, wenn das spezifische Gewicht des Schleppbassinwassers gleich 1 ist. Der vorgeschriebene Tiefgang wird

mittels Ballastsäckchen von bekanntem Gewicht, leinene Säckchen mit Schrot gefüllt, herbeigeführt. Um den Widerstand des Modelles im Wasser für eine Reihe von Geschwindigkeiten zu messen, führt man dasselbe unter den Schleppwagen, Bild No. 4, der sowohl die Messinstrumente für den Schiffsmodellwiderstand als auch die für die Modellschrauben Schub- und Drehkräfte trägt. Bild No. 5. Dieser Wagen wird durch zwei Gleichstrom-Nebenschlussmotore angetrieben, die ihren Strom einer Akkumulatorenbatterie von 120 Volt mittlerer Spannung und einer Kapazität von 500 Ampèrestunden entnehmen. Durch Schaltung

der Akkumulatoren, der Widerstände und durch Parallel- und Hintereinanderschaltung der Motore sind 430 untereinander verschiedene, sonst konstante Geschwindigkeiten von 0,45 m bis 4,75 m per Sekunde in Stufen von 0,01 m möglich. Infolge des bei der Berechnung der Schiffswiderstände aus den Modellwiderständen angewandten, von Newton gefundenen mechanischen Ähnlichkeitsgesetzes müssen die Modelle mit korrespondierenden Geschwindigkeiten geschleppt werden, Geschwindigkeiten, die mit der Quadratwurzel aus dem Massstab des Schiffes zum Modell multipliziert, die Schiffsgeschwindigkeiten ergeben. Wenn z. B. ermittelt werden soll, wieviel effektive Pferdestärken ein Torpedoboot bei 28 Seemeilen braucht, so muss sein Modell, wenn dieses im Massstab $^1/_{16}$ hergestellt ist, mit einer korrespondierenden Geschwindigkeit von

$$28 \cdot 0{,}5144 \sqrt{\frac{1}{16}} = 7 \cdot 0{,}5144 = 3{,}6008\,\text{m}^{1})$$

geschleppt werden. Da es nun praktisch unmöglich ist, die Akkumulatoren und Widerstände derart zu regulieren, dass der Schleppwagen genau mit 3600,8 mm Geschwindigkeit läuft, da es ferner interessant ist zu wissen, wieviel Widerstand das Modell bei kleineren bez. grösseren Geschwindigkeiten hat, so beginnen die Schleppversuche für Torpedoboote mit etwa 1 m und werden bei 4,5 m beendet. Die Geschwindigkeitszunahme ist dabei eine willkürliche. Die geschleppten Geschwindigkeiten in Metern und die Widerstände in Kilogramm werden aus den

Bild No. 4.

Diagrammen Fig. 4 ermittelt und graphisch aufgetragen, indem die Geschwindigkeiten die Abszissen und die zugehörigen Widerstände die Ordinaten bilden. Die einzelnen Punkte werden untereinander durch eine Kurve verbunden. Diese Kurve giebt alsdann für jede gewünschte Geschwindigkeit den zugehörigen Widerstand. Vergl. Figur 5.

Figur 6 ist eine schematische Darstellung des Dynamometers, welcher während der Fahrt die Widerstände misst.

Das Modell ist mit dem aus einem dreiseitigen Eisenrahmen *a*, *b*, *c* und einem sehr leichten Übersetzungsmechanismus aus Holz be-

1) 0,5144 ist die Umrechnungszahl von Knoten pro Stunde in Meter pro Sekunde.

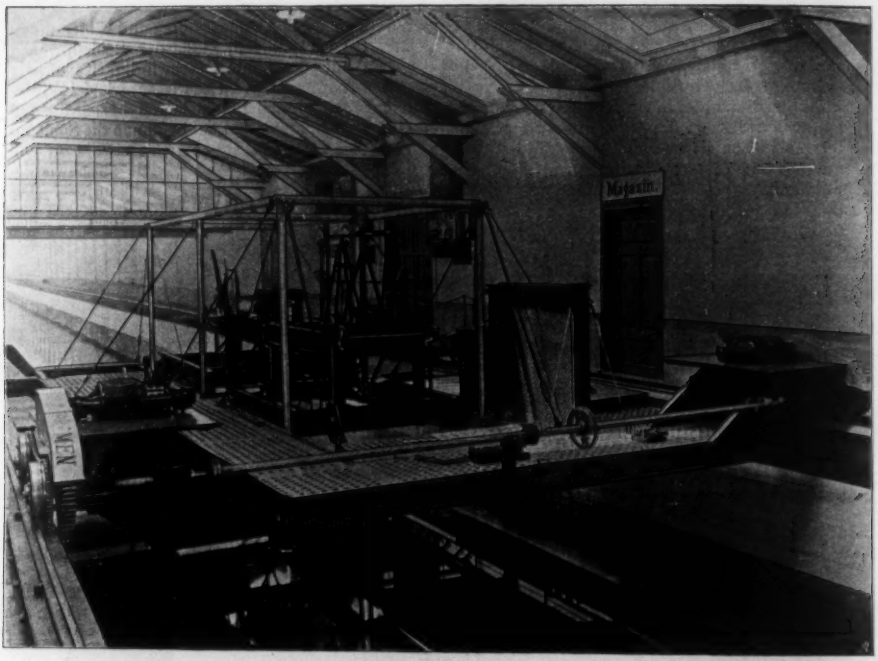

Bild No. 5.

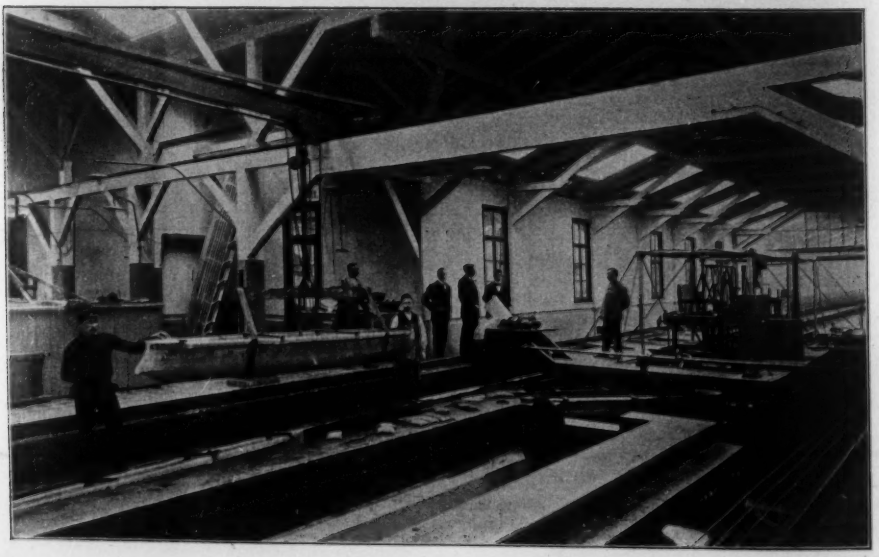

Bild No. 6. Modell fertig für den Versuch.

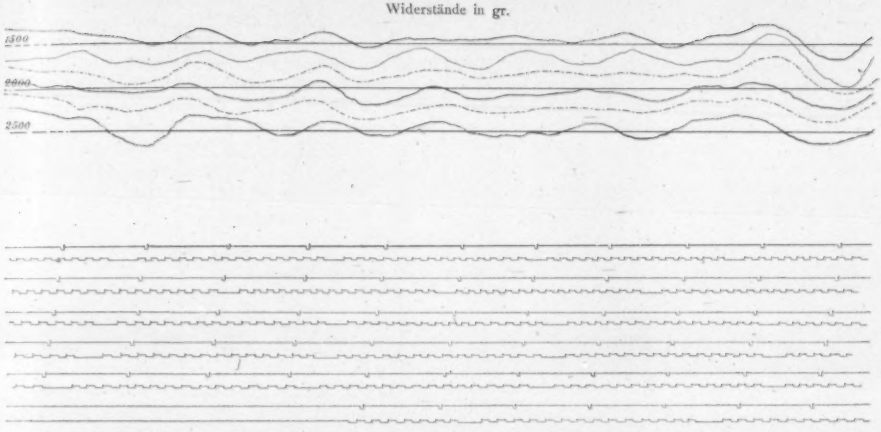

Fig. 4.

stehenden Dynamometer durch einen Schlepphaken verbunden. Zwischen dem Aufhängepunkte des Hakens und dem Modelle ist eine Feder zur Dämpfung der pendelnden Bewegung des Modelles während der Fahrt eingeschaltet. Die Arme a, b und c sind untereinander gleich.

Während der Fahrt wirkt der Widerstand des Modelles als Zug auf den Dynamometer, der sich um den Punkt O dreht und die Feder f spannt. Der Ausschlag wird durch das Übersetzungsverhältnis 1 : 10 des um O' drehenden Hebels verzehnfacht und durch einen Zeichenstift, der an dem einen Ende einer 1 m langen Stange aus Aluminium befestigt ist, auf die Registriertrommel übertragen, die gleichzeitig die Distanz in Abständen von 5 m und die Zeit in Viertelsekunden registriert. Wäre die Wagengeschwindigkeit absolut konstant und würden während der Fahrt nicht die geringsten Erschütterungen auftreten, so müsste die Kurve des Widerstandes (Fig. 4) eine gerade Linie sein. Sind mehrere Messfahrten gemacht, so wird die Kraft der Dynamometerfeder, deren Stärke der Grösse des Modelles und den Geschwindigkeiten entsprechend gewählt ist, durch das Gewicht p bestimmt, das also während der Messfahrten nicht vorhanden ist. Da nun $a = b = c$, so ist die Wirkung dieses Gewichtes dieselbe wie die des Modellwiderstandes, da beide, Gewicht und Modellwiderstand, tangential an dem Halbkreis um O wirken. Aus der unregelmässigen Kurve des Widerstandes wird der mittlere Widerstand durch Planimetrieren erhalten (Fig. 5).

Man kann sich den Widerstand eines im Wasser bewegten Schiffskörpers gegen die Fortbewegung aus einem Reibungswiderstand und einem wellen- und wirbelbildenden zusammengesetzt denken. Ersterer entsteht durch die Reibung

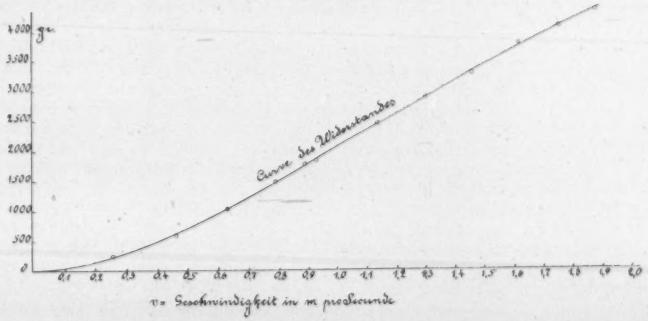

Fig. 5.

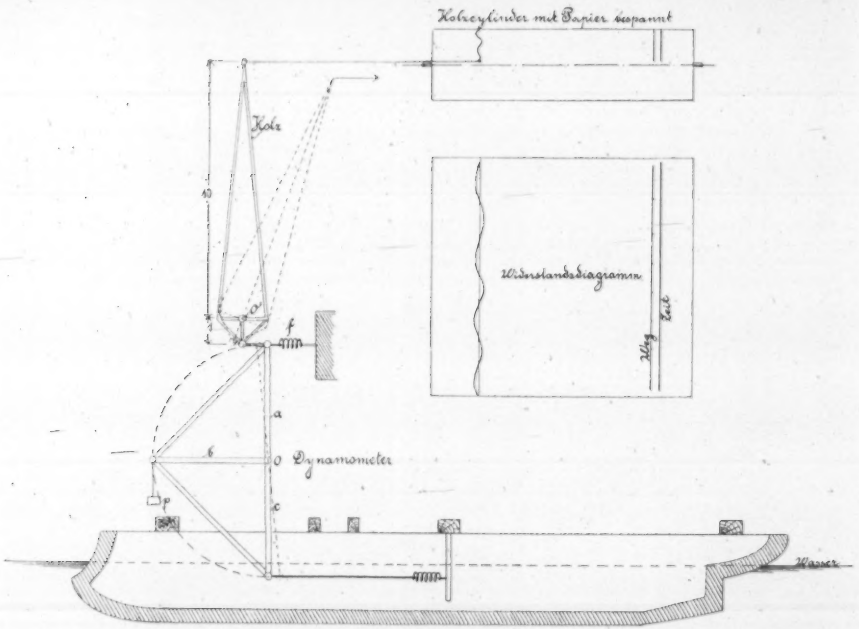

Fig. 6.

der benetzten Oberfläche des Schiffsrumpfes mit dem Wasser, letzterer durch die Wellenbildung am Vorschiff und die Wellen- und Wirbelbildung um das Hinterschiff.

Nach der Froudeschen Theorie wird der Reibungswiderstand empirisch ermittelt. Er hängt von der Grösse und der Art der benetzten Oberfläche, von der Dichtigkeit des Wassers und von der Geschwindigkeit mit der das Schiff oder sein Modell durch das Wasser bewegt wird, ab. Wenn W_r dieser Widerstand ist, so kann man sagen, dass $W_r = \gamma \cdot F \cdot V^n \cdot \lambda_s$ ist, wobei γ das spezifische Gewicht des Wassers, F die benetzte Oberfläche, V die Geschwindigkeit und λ den Reibungskoeffizienten für das Schiff bedeuten. Sind die Reibungskoeffizienten für die verschiedenen Arten der Oberflächen von Schiff und Modell bekannt, die sich ausser mit der Art auch noch mit den Längen der eingetauchten Flächen ändern, so lassen sich die Reibungswiderstände ohne weiteres rechnerisch ermitteln. Ist der Gesamtwiderstand des Modelles durch Schleppversuche gefunden, so ergiebt sich der rechnerisch nicht bestimmbare wellen- und wirbelbildende Widerstand durch Subtraktion des Reibungswiderstandes vom Totalwiderstande $w_w = w_t - w_r$. Das von Newton entdeckte mechanische Ähnlichkeitsgesetz, welches zuerst von dem bekannten englischen Schiffbauingenieur Sir W. Froude bei der Berechnung des Schiffswiderstandes angewendet wurde und daher auch von den Engländern „Froude's law" genannt wird, besagt: „wenn zwei geometrisch vollkommen ähnliche Schiffskörper sich mit korrespondierenden Geschwindigkeiten im Wasser bewegen, so verhalten sich die wellen- und wirbelbildenden Widerstände dieser Körper wie die dritten Potenzen ihrer linearen Abmessungen, oder wie ihre Deplacements."

Sobald der wellen- und wirbelbildende Widerstand des Modelles aus den Versuchen berechnet ist, braucht er nur mit a^3, der dritten Potenz des Massstabes des Schiffes zum Modell, multipliziert werden, um den entsprechenden Widerstand des Schiffes zu ergeben. Wird zu diesem Widerstand der Reibungswiderstand des Schiffes addiert, so ist der Gesamtwiderstand für das Schiff, der gesucht wurde, gefunden

$$W_t = (w_t - w_r) \cdot a^3 + W_r,$$
$$W_r = \gamma \cdot F \cdot 1{,}825\, V \cdot \lambda_s.$$

Vereinfacht wird diese Rechnung durch Froudes Methode der Konstanten, die von mir ausführlich in dem zweiten Jahrbuch der schiffbau-technischen Gesellschaft 1901, unter

„Hinterschiffsformen" behandelt ist. Sie bietet den grossen Vorteil, dass wenn einmal das Modell eines Schiffstypes geschleppt ist, für sämtliche Schiffe dieses Typs ohne weitere Schleppversuche die Widerstände und effektiven Pferdestärken berechnet werden können. Ich behalte mir vor, die Mängel der Froudeschen Theorie später einmal zu beleuchten.

Bremerhaven, Schleppversuchsstation des Norddeutschen Lloyd, Jan. 1902.

(Eingegangen 11. Februar 1902.)

Stereoskope für grosse Bilder.

Von Hugo Krüss (Hamburg).

Die gewöhnlichen Stereoskope sind konstruiert für die Betrachtung von Bildern, welche entweder von zwei um die Augenweite voneinander entfernten Punkten aufgenommen bezw. konstruiert sind oder welche doch wenigstens in diese Entfernung voneinander zum Zwecke der stereoskopischen Betrachtung gebracht werden können. Bei ihnen sind also die korrespondierenden Punkte auf den beiden unmittelbar nebeneinander liegenden Bildern etwa um 7 cm voneinander entfernt, wobei es bekanntlich auf eine genaue Übereinstimmung dieser Entfernung mit der Augenweite des Beobachters nicht ankommt. Es ist also die Breite der in den gewöhnlichen Stereoskopapparaten zu benutzenden Bilder auf etwa 7 cm beschränkt.

Nun hat man bekanntlich in der Radiographie die Stereoskopie mit grossem Erfolge eingeführt. Eine einzelne Röntgenaufnahme ist, da sie die Projektion des Schattens der für Röntgenstrahlen undurchdringlichen Teile auf eine Ebene, nämlich diejenige der photographischen Platte, darstellt, nichts weiter als ein flaches Bild ohne Andeutung von Tiefendimensionen. Für die ärztliche Beurteilung der Lage eines Fremdkörpers oder einer Deformation in dem mittels Röntgenstrahlen untersuchten Körper ist aber gerade die Tiefenlage von erheblicher Bedeutung. Um über diese ein Urteil zu gewinnen, pflegt man vielfach zwei verschiedene Röntgenaufnahmen zu machen, bei welchen die Röntgenröhre in verschiedene Stellungen zu dem zu durchstrahlenden Körper gebracht wird, so dass auf den beiden so erzeugten Radiogrammen zwei um etwas verschiedene Schattenbilder entstehen. Betrachtet man das eine dieser beiden Bilder mit dem einen, das andere mit dem anderen Auge, so gewinnt man einen körperlichen Gesichtseindruck, in welchem eine Tiefenwahrnehmung, eine Beurteilung des Hintereinander der verschiedenen Teile möglich ist.

Sofern die Aufnahmen so klein sind, dass sie in einem gewöhnlichen Stereoskope Platz finden, genügt ein solches zur stereoskopischen Betrachtung vollkommen. Aber meistens sind die Röntgenaufnahmen bei weitem grösser; bei Aufnahmen des Beckens oder des Brustkorbes müssen photographische Platten bis zur Grösse 40×50 cm angewendet werden.

Zunächst hat man sich dadurch geholfen, dass man von den grossen Aufnahmen Verkleinerungen in der passenden Grösse darstellte. Abgesehen von der dadurch erwachsenden Arbeit kann die Verkleinerung nicht den Dienst leisten, wie die grössere Originalaufnahme, weil in der Verkleinerung alles mehr zusammengedrängt ist, wodurch eine Lokalisierung einzelner Teile erschwert wird. Es musste deshalb das Bedürfnis nach Stereoskopapparaten entstehen, mittels deren die grossen stereoskopischen Röntgenaufnahmen direkt stereoskopisch betrachtet werden können. Ich habe mich nun mit dieser Aufgabe beschäftigt auf Veranlassung des Herrn Dr. B. Walter vom hiesigen Physikalischen Staatslaboratorium.

Es giebt schon eine Anzahl von Konstruktionen von Stereoskopapparaten, welche die Betrachtung von Bildern gestatten, die um mehr als den Augenabstand voneinander entfernt sind.

Schon 1857 beschrieb J. Duboscq ein solches Stereoskop.[1]) Er setzte vor jedes Auge ein achromatisches Prisma mit der brechenden Kante gegen die Nase und davor noch je eine verschiebbare Linse, um ein deutliches Bild von mehr als die Sehweite entfernten Objekten zu erzielen. Jedes der achromatischen Prismen bestand aus zwei für sich achromatischen Prismen von je 12 Grad Ablenkung, so dass man vor jedem Auge entweder ein oder zwei Prismen benutzen konnte und zwar eins für eine geringere, zwei für eine grössere Konvergenz der Strahlen.

Bei dem ersten überhaupt konstruierten Stereoskope, demjenigen von Wheatstone, ist auch die Anwendung grösserer Bilder möglich. Hier sind zwei Spiegel unter je 45 Grad gegen den Horizont geneigt; in die nach oben gekehrten spiegelnden Flächen sieht der Beobachter von oben hinein und erblickt die beiden rechts und links aufgestellten Zeichnungen oder Bilder, welche sich zu einem gemeinsamen Gesichtseindruck vereinigen. Störend ist hier nur, dass die beiden Bilder sich nicht in derselben Ebene befinden, sondern rechts und links von dem Spiegelapparat aufgestellt werden müssen, so dass eine gleiche Beleuchtung beider schwierig ist.

Die verschiedenen Stereoskopapparate, welche die Besichtigung von Stereoskopaufnahmen er-

1) C. R. **44**, 148.

möglichen, die grösser sind als die Augenweite, zerfallen nun in zwei Gruppen. Die von der Mitte der beiden Stereoskopbilder in die Augen des Beobachters geleiteten Strahlen stehen entweder senkrecht auf den Bildern oder unter einem solchen Winkel, dass sie ungefähr auf die beiden Augen des Beobachters zielen; zu beiden Anordnungen können verschiedene optische Hilfsmittel benutzt werden.

Fig. 1 und 2 zeigen schematisch die beiden angeführten Fälle. In beiden Figuren sind A_1 und A_2 die Örter der beiden Augen des Beobachters, O_1 und O_2 die miteinander korrespondierenden Mitten der beiden Stereoskopbilder, während die punktierten Linien den Strahlengang veranschaulichen.

Abgesehen von der Verschiedenartigkeit der optischen Mittel, welche den skizzierten Strahlengang in den beiden Anordnungen zu bewirken im stande sind, bestehen zwischen beiden einige wesentliche, aus der Anordnung hervorgehende Unterschiede.

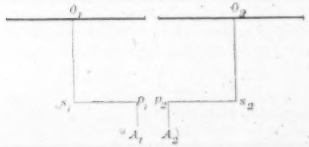

Fig. 1.

Bei der Figur 1 wird das ganze Stereoskopbild so gesehen, als wenn die Augen des Beobachters sich in der Verlängerung der Linien $O_1 s_1$ und $O_2 s_2$ befänden. Man sieht also senkrecht auf die Mitte des Objektes, die rechte und die linke Hälfte jedes der beiden Stereoskopbilder werden in gleichem Masse verkürzt, ein Umstand, der bei den gewöhnlichen kleinen Stereoskopbildern kaum in Betracht gezogen zu werden braucht, bei Objekten, wie die grössten Röntgenaufnahmen im Format 40 × 50 cm, also einen halben Meter Breite, aber wohl in Betracht kommen kann.

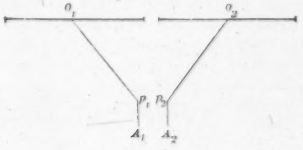

Fig. 2.

In der Anordnung der Figur 2 dagegen sind die Richtungen $p_1 O$ und $p_1 O_2$, unter welchen die Mitten der Stereoskopbilder gesehen werden, gegen die Objektfläche geneigt, die beiden äusseren Hälften der beiden Stereoskopbilder werden also gegen die inneren wesentlich verkürzt erscheinen, der Winkel, unter welchem sie gesehen werden, wird kleiner sein als derjenige, unter welchem die inneren Hälften erscheinen.

Diese Anordnung der Figur 2 gestattet aber im Gegensatze zu der Anordnung der Fig. 1 ohne weiteres, dass Stereoskopaufnahmen verschiedener Grösse in der entsprechenden Entfernung der beiden Stereoskopbilder voneinander betrachtet werden können, indem die beiden Bilder auch bei kleinem Format dicht nebeneinander gelegt oder gestellt werden können; da in diesem Falle ihre Mittelpunkte O_1 und O_2 auch eine kleinere Entfernung voneinander haben, werden sie nur dem Auge näher gebracht, um wieder dieselbe Konvergenz der Strahlen $O_1 p_1$ und $O_2 p_2$ herbeizuführen. Das entspricht auch der Art, wie man mit unbewaffnetem Auge Bilder verschiedenen Formates oder Objekte verschiedener Grösse zu betrachten pflegt. Will man die ganze Gestalt eines Menschen oder eine Statue mit einem Blicke überschauen, so muss man sich weiter davon entfernen und wenn man kurzsichtig ist, eine Brille dabei benutzen. Will man dagegen nur die Gesichtszüge oder gar nur den kleinen Finger betrachten, so tritt man näher heran.

Bei dem in Fig. 1 angedeuteten Strahlengange ist das nicht ohne weiteres möglich, da hier die Entfernung der Mittelpunkte O_1 und O_2 der beiden Bilder immer die gleiche, nämlich diejenige zwischen s_1 und s_2 bleiben muss, es sei denn, dass der Apparat so eingerichtet ist, dass die Entfernung $s_1 s_2$ verändert werden kann.

Es sind nun nach beiden Anwendungen bereits Stereoskopapparate konstruiert worden. Der Anordnung der Fig. 1 entspricht zunächst das Helmholtzsche Telestereoskop ohne Vergrösserung [1]), welches die Grundlage zu dem von ihm selbst beschriebenen [2]) Telestereoskop mit Vergrösserung und den modernen Prismendoppelfernrohren bildet. Helmholtz stellte bekanntlich an den Punkten p_1, p_2 und s_1, s_2 Planspiegel auf, welche die Strahlen so ablenken, wie in Fig. 1 angedeutet, einen derselben, etwa den bei s_2, machte er ein wenig um die vertikale Achse drehbar, um dadurch die genaue Parallelität der Strahlen $s_2 O_2$ und $s_1 O_1$ herstellen zu können. Helmholtz machte selbst darauf aufmerksam, dass man die äusseren Spiegel, also diejenigen bei s_1 und s_2, möglichst gross machen muss, um ein grosses Gesichtsfeld zu haben.

1) Physiologische Optik. 1. Auflage 1867, S. 648.
2) Ebenda, S. 681.

Aus letzterem Grunde ist der naheliegende Ersatz der Spiegel durch Prismen nicht zu empfehlen, wo es sich um sehr grosse Stereoskopbilder handelt, da hier die Prismen sehr gross werden müssten, was den Preis der Apparate ausserordentlich erhöhen würde, ohne einen entsprechenden Nutzen zu haben. Derartige Prismenstereoskope sind von C. F. Jenkins[1]) und Howard Grubb[2]) vorgeschlagen worden, sie gestatten aber nur die Betrachtung verhältnismässig kleiner Bilder, da sie ein kleines Gesichtsfeld haben. In dem Spezialstereoskop von L. Cazes[3]) dagegen sind wie bei Helmholtz Spiegel benutzt. Die beiden äusseren Spiegel bei s_1 und s_2 sind so gross, dass Stereoskopbilder bis zu einem Formate von 13×18 cm benutzt werden können. Ausserdem sind, um auch kleinere Bilder unter denselben Verhältnissen besichtigen zu können, die äusseren Spiegel auf einem Massstabe verschiebbar, so dass die Entfernung s_1 s_2 der beiden Spiegel und dadurch der Punkt O_1 und O_2 verringert werden kann.

Ich habe mich bei Herstellung eines derartigen Spiegelstereoskops einfach an die Helmholtzsche Form des Telestereoskops gehalten. Der Strahlengang ist in Figur 3 dargestellt und

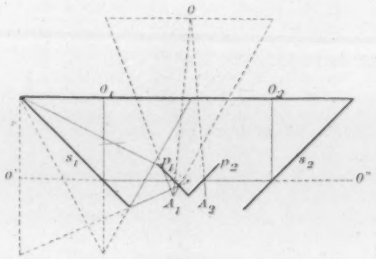

Fig. 3.

zwar auf der linken Seite ausführlich, auf der rechten nur in Bezug auf die Mitte des Bildes.

A_1 und A_2 ist der Ort der Augen, p_1 und p_2 die kleinen, s_1 und s_2 die grossen Spiegel, O_1 und O_2 die Mittelpunkte der beiden nebeneinander aufgestellten stereoskopischen Röntgenaufnahmen. Um diese Aufnahmen in ihrer ganzen Ausdehnung zu reflektieren, beginnen die beiden grossen Spiegel s_1 und s_2 bereits an den äusseren Enden des Objektes, gegen welches sie einen Winkel von 45 Grad bilden. Die Bilder von O_1 und O_2 in den Spiegeln s_1 und s_2 sind O' und O'', die kleinen Spiegel p_1 und p_2 erzeugen hiervon das gemeinsame Bild O, in welchem also die Bilder der beiden stereoskopischen Aufnahmen sich zu einem einzigen Bilde für die beiden Augen A_1 und A_2 vereinigen. Da die beiden Augenachsen A_1O und A_2O nach O konvergieren müssen, so dürfen die Spiegel p_1 und p_2 nicht parallel den Spiegeln s_1 und s_2 aufgestellt sein, sondern sie müssen um denselben Konvergenzwinkel der Augenachsen von der Parallelität abweichen.[1])

Die ganze einfache optische Einrichtung befindet sich in einem Kasten, dessen Hinterseite aus Figur 4 ersichtlich ist. Sie wird gebildet durch zwei matte Glasscheiben von der Grösse der aufzunehmenden Röntgennegative, die also in durchfallendem Lichte beobachtet werden. Sie werden von der Seite in den Kasten hineingeschoben; zur Aufnahme kleinerer Formate sind verschiebbare Halter vorhanden, welche die Befestigung jeden Formates erlauben.

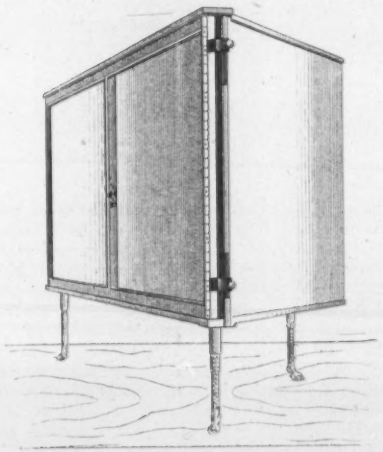

Fig. 4.

Zu den Stereoskopapparaten für grössere

1) Photogr. Chronik 1899, S. 538. Eders Jahrbuch 1900, S. 518.

2) Brit. Journ. of Photogr. 1900, S. 382. Eders Jahrbuch 1901, S. 431.

3) Stereoscopie de précision. Paris 1895.

1) Nach Fertigstellung des Manuskripts ersehe ich aus dem Märzheft der Zeitschrift für Instrumentenkunde, dass C. Pulfrich seinem zu Messzwecken konstruierten Stereokomparator auch ein Spiegelstereoskop nach Helmholtzscher Konstruktion beigiebt. Es dient hier zur Gewinnung einer Übersicht über das ganze Bild, vorwiegend ist es für die stereoskopische Bedeutung telestereoskopischer Landschaftsaufnahmen von Bedeutung. Die Pulfrichsche Vorrichtung ist nur für Plattengrössen bis 13×18 cm gedacht, aus der Figur des Stereokomparators ist nicht zu ersehen, wie die ganzen Platten beleuchtet werden, wenn man sie im ganzen betrachten will, da die an dem Apparat angebrachten kleinen Spiegel nur die kleine auszumessende Stelle beleuchten.

Bilder nach dem Schema der Figur 2 gehört zunächst das bereits erwähnte ältere Stereoskop von Duboscq mit achromatisierten ablenkenden Prismen.

Hierzu muss auch das von F. Drouin angegebene Stéréoscope à double réflexion totale gerechnet werden [1]), wenngleich es nur für ein Auge eine Ablenkung der Strahlen hervorbringt. Während die beiden Augen A_1 und A_2 (Fig. 5) nach dem Mittelpunkte O_1 des

Fig. 5.

linken Bildes konvergieren und das linke Auge A_1 thatsächlich auf das Bild O_1 sieht, erhält das rechte Auge durch ein davor gelagertes Prisma die Strahlen von dem rechten Bilde O_2, dessen Gesichtseindruck sich also über denjenigen des Bildes O_1 lagert. Die Flächen *ad* und *bc* des Prismas sind versilbert, so dass die Strahlen auf ihrem Wege von A_1 bis O_2 in denselben zweimal reflektiert werden. Diese Anordnung hat den Nachteil, dass die Helligkeit, unter welcher O_2 gesehen wird, durch den Lichtverlust im Reflexionsprisma *abcd* eine geringere ist, als diejenige, unter der O_1 erscheint. Diese Mängel liessen sich dadurch beheben, dass man vor das Auge A_1 ebenfalls ein solches Reflexionsprisma in entgegengesetzter Lage setzte.

Immerhin ist aber das Gesichtsfeld und damit die Grösse der zu übersehenden Objekte in ganz bestimmter Weise beschränkt, indem die Grösse des Reflexionsprismas *abcd* nicht eine beliebige sein kann, sondern von dem Augenabstand s_1 s_2 abhängig ist; es darf durch das Prisma nicht das mit dem Auge A_1 direkt zu betrachtende Bild O_1 verdeckt werden. Ferner wird O_2, weil es weiter entfernt ist, unter einem kleineren Winkel gesehen als O.

Ich habe mich deshalb bei Konstruktion eines solchen Stereoskops wieder der Idee von Duboscq nach dem Typus der Figur 2 zugewendet und vor jedes Auge ein achromatisiertes Prisma mit der brechenden Kante nasenwärts gesetzt. Der Beschreibung dieses einfachen Stereoskops muss vorausgeschickt werden, dass derartige ablenkende Prismen einen nicht ganz zu beseitigenden Fehler haben, dass nämlich senkrechte Linien, durch ein solches Prisma betrachtet, etwas gekrümmt erscheinen, wie solches ja jedem, welcher die Spektrallinien in einem Spektroskope beobachtet hat, bekannt ist. Da die Prismen vor den beiden Augen sich in zu einander entgegengesetzter Lage befinden, so wird also die erwähnte Krümmung in den beiden Bildern eine entgegengesetzte sein. Merkwürdigerweise wird dieser Umstand bei der stereoskopischen Betrachtung, wenn die Krümmung nicht gar zu gross ist, nicht empfunden. Wohl kann man sie sehen, wenn man nur mit einem Auge beobachtet, bei zweiäugigem Sehen werden die beiden nicht ganz übereinstimmenden Netzhautbilder doch ohne Mühe zu einem einzigen vereinigt.

Immerhin nötigt dieser Umstand dazu, nicht allzu stark brechende Prismen zu benutzen und ich habe mich deshalb damit begnügt, Kronglasprismen von 60 Grad anzuwenden, welche durch auf beide Flächen gekittete Flintglaskeile achromatisiert werden, so dass eine Ablenkung von etwa 14 1/2 Grad übrigbleibt.

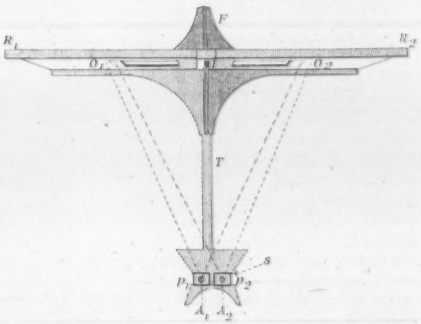

Fig. 6.

In Fig. 6 ist dieser Apparat wiedergegeben. Auf einem Fuss F steht ein Rahmen R_1 R_2, dessen Hinterwand eine matte Glasscheibe bildet. Vor diese können beiderseits Glasbilder bis zur Grösse 40×50 cm eingeschoben werden, bei Anwendung kleinerer Formate kann der Raum über, unter und seitlich der Platten abgeblendet werden, wie die Figur zeigt. Natürlich können ebensogut wie Glasnegative oder Positive auch undurchsichtige Papierbilder eingesetzt werden, welche dann ihre Beleuchtung von vorne erhalten.

Der Okularteil des Apparates enthält bei

1) Bull. de l'Association Belge de Photogr. 1899, S. 117.

p_1 und p_2 die beiden achromatisierten Prismen, durch welche die beiden Augen A_1 und A_2 die Mittelpunkte O_1 und O_2 der beiden Objekte in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheinen. Durch eine seitliche Schraube s kann die Entfernung der beiden Prismen voneinander je nach der Augenweite des Beobachters eingestellt werden. Vor den Prismen p_1 und p_2 befindet sich beiderseits eine Schutzhaube. Die vordere hält fremdes Licht von den Augen des Beobachters ab, die hintere verhindert, dass anderes Licht auf die Prismen p_1 und p_2 falle als dasjenige, welches von den beiden Objekten O_1 und O_2 kommt.

Der ganze Okularteil steht auf einer Säule in gleicher Höhe mit der Mitte der Objekte O_1 und O_2. Diese Säule ist befestigt auf einer Stange T, welche sich ihrerseits unter den Fuss F hindurchschiebt. Der Okularteil kann also in verschiedene Entfernungen zu dem Objekt gebracht werden. Die Vorrichtung zur Aufnahme kleinerer Formate erlaubt nämlich, dass die Bilder einseitig, der Mitte zu, zu liegen kommen, wie das aus der Figur auch ersichtlich ist. Will man sie unter den günstigsten Verhältnissen beobachten, so nähert man das Okular dem Objekt so weit, dass seine Mitten in die Mitte des Gesichtsfeldes fallen. Es ist schon weiter oben dargelegt, dass dieses der Art, wie man Gegenstände verschiedener Grösse überhaupt zu betrachten pflegt, entspricht.

Auf Vorschlag des Herrn Dr. Walter sind die Prismen p_1 und p_2 durch nach oben herausragende Knöpfe um 180 Grad um eine durch sie hindurchgehende vertikale Achse drehbar. Die der Mitte des Gesichtsfeldes entsprechenden Strahlen haben dann den Verlauf der gestrichelt gezeichneten Linien, so dass man mit dem rechten Auge A_2 das linke Objekt O_1, mit dem linken Auge A_1 das rechts befindliche Objekt O_2 sieht; an Stelle des mühsamen Vertauschens der Objekte gegeneinander tritt also nur die einfache Drehung der Prismen p_1 und p_2.

Dieselbe Einrichtung hat bereits Drouin bei seinem in Fig. 5 wiedergegebenen Reflexionsprisma getroffen, durch dessen Drehung um 180 Grad ebenfalls die beiden Objekte miteinander vertauscht werden können. Sie soll aber nicht nur dazu dienen, ein richtiges stereoskopisches Bild zu erhalten, auch wenn einmal zufällig die beiden Stereoskopbilder miteinander verwechselt sind. Es soll vielmehr dadurch die Möglichkeit gegeben werden, das stereoskopische Relief umzukehren, einen pseudoskopischen Effekt herbeizuführen (wie bei dem Pseudoskop von Wheatstone), was in Fällen, wo die Deutung der mit dem Apparat beobachteten stereoskopischen Röntgenaufnahmen auf Schwierigkeiten stösst, von einem gewissen Vorteil sein kann.

Zum Schlusse sei bemerkt, dass die in Vorstehendem beschriebenen beiden Stereoskope bereits auf der bei Gelegenheit der 73. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte im September 1901 in Hamburg veranstalteten Röntgenausstellung vorgeführt wurden. In einem von B. Walter erstatteten Bericht über diese Ausstellung[1]) wird hervorgehoben, dass die Betrachtung der Originalröntgenplatten mittels dieser Stereoskope nicht nur ausserordentlich lehr- und genussreich, sondern auch sehr häufig, z. B. bei der Aufsuchung von Fremdkörpern oder der Feststellung der Lage der Knochenenden bei Verrenkungen und Brüchen, von grosser diagnostischer Bedeutung sei.

1) Diese Zeitschrift **3**, 245, 1902.

(Eingegangen 15. April 1902.)

Polarlichtbeobachtungen in Göttingen.

Von E. Wiechert.[1])

Mit Unterstützung der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen unternahm ich es schon vor einigen Jahren, von Göttingen aus das Polarlicht zu beobachten, bei der Ungunst der äusseren Verhältnisse leider ohne Erfolg. Der beständig vorhandene leichte Dunst, welcher teils von dem Getriebe der Stadt herrührt und teils durch die Thallage Göttingens bedingt ist, wird von den Gasglühlichtlampen der Strassen und des Bahnhofes so hell erleuchtet, dass zarte Erscheinungen am nächtlichen Himmel unterdrückt werden. So musste denn die Hoffnung auf den Neubau der geophysikalischen Warte auf dem Hainberge ausserhalb Göttingens gerichtet werden. Das Hauptgebäude derselben mit der für die Beobachtungen sehr geeigneten Plattform konnte im Herbst vorigen Jahres bezogen werden.

Ich hegte die Ansicht, dass das Polarlicht in unseren Breiten eine viel häufigere Erscheinung sei, als gewöhnlich angenommen wird, indem nur die besonders auffälligen Phänomene bei den mannigfachen Störungen genügend hervortreten. So liess ich zur Erzielung einer einfachen und sicheren Beobachtungsmethode ein Spektroskop von ungewöhnlicher Lichtstärke und in geeigneter Montierung durch die hiesige Firma Voigt & Hochgesang (Inhaber R. Brunnée) anfertigen. Spaltrohr und Fernrohr haben Linsen (von Steinheil-München) von 27 mm Öffnung und 108 mm Brennweite; eine Linse vor dem Spalt ermöglicht es, jede Stelle des Himmels

1) Aus den Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse. 1902. Heft 2. Sitzung vom 8. März 1902.

für sich zu untersuchen. Anfänglich wurde ein einfaches Flintglasprisma mit 60° brechendem Winkel, 50 mm Seitenlänge und 35 mm Höhe, später ein Rutherford-Prisma (von Zeiss-Jena) mit entsprechender Öffnung benutzt. Die Dispersion des ersteren beträgt zwischen C und F 1° 35′, die des zweiten in denselben Grenzen 5° 27′, also etwa $3^1/_2$ mal soviel. Für das erstere erwies sich eine achtfache, für das letztere eine vierfache Fernrohrvergrösserung als zweckentsprechend. Das Rutherford-Prisma löst dann die D-Linien noch sehr gut auf und ermöglicht bei einem Okularkreis von ca. 7 mm eine volle Ausnutzung der Lichtaufnahmefähigkeit des Auges.

Beobachtungen im November 1901.

Den ersten sternklaren Abend, an welchem das Instrument verwendet werden konnte, bot der 1. November vorigen Jahres, und ich hatte die Freude, mit dem ersten Blick nach dem Nordhimmel die Polarlichtlinie sehr deutlich zu sehen. Sie konnte dann auch am Osthimmel konstatiert werden; nach Westen zu störte das Licht der Stadt. An allen folgenden klaren und mondlichtfreien Abenden des November: am 2., 3., 5., 7., 9., war die Polarlichtlinie stets in gleicher Weise mehr oder minder deutlich sichtbar, so dass ich auf die Vermutung kam, sie sei eine beständige Erscheinung. Dies erwies sich aber später als hinfällig, da ich die Linie einige Male selbst mit dem viel wirkungsvolleren Rutherford-Prisma nicht entdecken konnte.

Beobachtungen im Dezember 1901 und Januar 1902.

Für die letztere Bemerkung boten die fünf für die Beobachtungen geeigneten Abende des Dezember und Januar Belege. — Am 31. Januar wurde das Rutherford-Prisma zum ersten Male angewendet.

Beobachtungen im Februar und Anfang März 1902.

Weiterhin hatte ich bis heute noch Beobachtungsabende am 1., 4., 5., 9., 25., 26., 28. Februar, sowie am 2. und 3. März. An den Tagen in der ersten Hälfte des Februar gelang es mir nicht, die Polarlichtlinie mit einiger Sicherheit festzustellen, an sämtlichen späteren Abenden aber trat sie mit grosser Intensität auf. Am Osthimmel erschien sie fast ebenso hell oder gar heller als am Nordhimmel und im Süden liess sie sich in einiger Höhe stets beobachten. Am 28. Februar und am 3. März war sie mit Ausnahme eines kleinen Bereiches in dem hellsten Lampenschein über dem mittleren Teile von Göttingen am ganzen Firmament zu sehen, selbst im Zenith und am Horizont im Süden.

Am 2. und eine zeitlang am 3. März war der Himmel fast völlig bedeckt. Die Polarlichtlinie zeigte sich dabei in allen Wolkenlücken und hin und wieder sogar durch leichte Wolkenschleier hindurch. Am 3. März konnte sie im kontinuierlichen Spektrum des hellen Nebels über dem nördlichen Teile der Stadt bis zum Horizonte herab beobachtet werden.

Das freie Auge sah in allen den beschriebenen Fällen nur eine geringe Erhellung des Himmels, welche diejenige der Milchstrasse in der Regel durchaus nicht erreichte und nur einmal, am 3. März, vielleicht in den ersten Abendstunden im Norden und Osten etwas übertraf. Die grösste Helligkeit zeigte sich in 15° bis 18° Höhe, in 45° Höhe war sie nur noch sehr gering. Stets war die Erscheinung ganz diffus, ohne irgend welche hervortretende Grenzen.

Fasst man alles zusammen, so wird man schliessen können, dass die Erde in unseren Breiten an sehr vielen Abenden auf weiten Gebieten mit einer in Polarlicht leuchtenden Schicht überdeckt ist. Wollte man als deren untere Grenze eine Höhe von 40 km annehmen, so würde nach der Beobachtung am Südhorizont folgen, dass die Schicht sich zuweilen mindestens bis zu 45° Breite erstreckt und noch in 38° Breite, d. h. noch im Süden Italiens, sichtbar sein müsste.

Über den Zusammenhang mit den magnetischen Variationen möchte ich vorläufig spezielle Angaben vermeiden.

Göttingen, den 4. März 1902.

Später ist es mehrfach gelungen, die Polarlichtlinie selbst bei Mondlicht zu sehen. — Aus den Beobachtungen ist zu schliessen, dass ein merklicher Teil des nächtlichen Himmelslichtes in unseren Breiten auf Rechnung von elektrischen Vorgängen in der Atmosphäre zu setzen ist.

(Eingegangen 11. April 1902.)

Universal-Vakuumapparate zu Versuchen über elektrische Entladungen in Gasen.[1])

Von W. Biegon von Czudnochowski.

Seitdem die Erscheinungen der elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen durch deren Verwertung auch für weitere Kreise wesentliche Bedeutung gewonnen haben, während bis dahin ihre praktische Verwendung sich im wesentlichen auf die Benutzung der bekannten Spek-

1) Vgl. Ztschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht, 15, 124–126, 1902.

tralröhren beschränkte, erscheint auch ihre etwas eingehendere Betrachtung schon im Unterricht angezeigt. Dem steht aber die Mannigfaltigkeit der in Betracht kommenden Erscheinungen sowie die Anforderungen, die dieselben bezüglich der Form und Einrichtung der zu verwendenden Glasapparate stellen, hindernd entgegen, insofern als fast für jeden Versuch eine besondere Anordnung eines solchen notwendig ist. Gegenwärtig besitzen nun die Quecksilberluftpumpen, zumeist wohl in der Form der selbstthätigen, eine so grosse Verbreitung, dass der vielseitigen Anwendung von Glasapparaten, welche erst unmittelbar vor dem Versuche ausgepumpt werden, nennenswerte Hindernisse nicht im Wege stehen dürften, und es ist damit ferner die Möglichkeit geboten, den Apparaten eine solche Einrichtung zu geben, die sie zu verschiedenen Versuchen verwendbar macht, indem man einzelne Teile auswechselbar anordnet.

Zunächst hat sich für den in Rede stehenden Zweck der ursprünglich für besondere Versuche [1]) hergestellte Apparat Fig. 1 — Ausführung *A* — mit geringen Zusätzen als recht brauchbar erwiesen. Er besteht, wie ersichtlich, aus einer Kugel von 60 mm Durchmesser mit zwei Hälsen und einem sich in einiger Entfernung verengenden Ansatzrohr, welches zur Verbindung mit der Luftpumpe dient und entweder mit Schliff zum unmittelbaren Ansetzen [2]) oder Schlauchstück versehen ist. Der seitliche, mit einem einfachen eingeschliffenen Stopfen verschlossene Hals dient zum Einbringen von

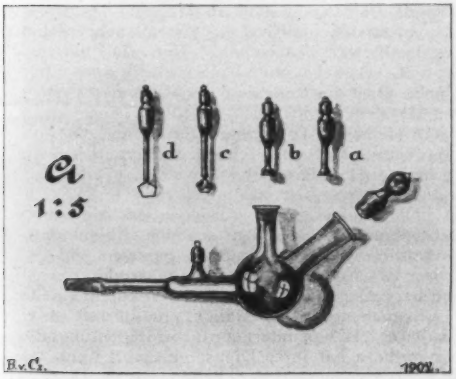

Fig. 1.

Mineralien und anderen Gegenständen, welche den Kathodenstrahlen ausgesetzt werden sollen; der zweite Hals dient zur Aufnahme einer der dem Apparate beigegebenen Kathoden: einer ebenen *a*, einer konkaven *b*, einer mehreckigen Hohlkathode nach Goldstein *c* und einer entsprechenden Drahtkathode *d*.[1]) Die Anode ist in einem Seitenansatz des erwähnten zur Verbindung mit der Pumpe bestimmten Rohres eingeschmolzen.

Wegen der bei längerem Gebrauche störenden Erwärmung des Kugelbodens durch die Kathodenstrahlen ist jedoch diese Form nach einem für andere Zwecke hergestellten Doppelapparat [2]) verändert, wie Fig. 2 zeigt: Ausführung *B*. Der Durchmesser des weiten nunmehr der Kathode gerade gegenüberliegenden Schliffes ist vergrössert, und der zugehörige Stopfen *e* mit einem angeschmolzenen Tischchen mit ebener Oberfläche versehen, welche zur Aufnahme der Versuchsmaterialien bestimmt ist. Die Befestigung der letzteren geschieht am besten mit Gips, sie sitzen damit ziemlich fest, lassen sich jedoch auch ohne Bruchgefahr wieder entfernen; ebenso kann man auch Drahtklammern anwenden. Das zur Pumpe führende Rohr ist, um das Ganze handlicher zu machen, vom Anodenrohr getrennt.

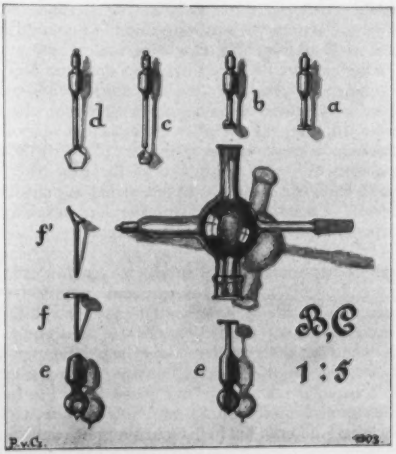

Fig. 2.

Der letztbeschriebene Apparat lässt noch

1) Diese Ztschr. **2**, 65, 1900.
2) Hierzu ist natürlich das betreffende Stück der Pumpe einzusenden, bezw. ein bereits vorhandener passender Schliff zum Anschmelzen an den Apparat.

1) S. O. Lehmann, Die elektrischen Entladungen u. s. w. Halle 1898, S. 372—373, und J. J. Thomson, Die Entladung der Elektrizität durch Gase. Leipzig 1900, S. 121—123.
2) Diese Ztschr. **3**, 82, 1901.

eine weitere Vervollkommnung zu, wenn man das Tischchen nicht anschmelzen, sondern mit einem konischen Zapfen in den Stopfen einsetzen lässt — Fig. 2, *f*. Setzt man dann an seiner Stelle ein mit einer schrägstehenden Platinplatte versehenes Glasstäbchen — *f'* — ein, so kann man die Vorrichtung als Röntgenröhre benutzen, wobei auf Anbringung einer metallischen Verbindung der *Pt*-Platte nach aussen behufs Anschluss an die Kathode als nicht unbedingt notwendig verzichtet ist. (Ausführung *C*.)

Die vorbeschriebenen Einrichtungen dürften wohl als wirkliche Universalapparate allen billigen Anforderungen genügen, um mit ihnen alle wichtigeren Erscheinungen der elektrischen Entladungen in Gasen vorführen zu können, abgesehen davon, dass sie auch zu besonderen Untersuchungen Verwendung finden können. Es lässt sich an ihnen beobachten, abgesehen von den bekannten Erscheinungen bei geringer Verdünnung: die geschichtete Entladung, Kathodenstrahlen, deren Lumineszenzwirkungen, Deflexionsfiguren, Färbungswirkungen, Röntgenstrahlen; auch kann die Zahl der Zubehörteile ev. noch vermehrt werden z. B. für den Nachweis der von den Kathodenstrahlen mitgeführten Ladung. Das Auspumpen erfordert nicht viel Zeit; mit einer einfachen Quecksilberluftpumpe nach Spiess[1]) von ca. 400 ccm Stiefelinhalt genügen 20 Minuten, um eine sehr kräftige Lumineszenz von Flussspat, Kalkspat u. s. w. unter dem Einflusse von Kathodenstrahlen zu erzielen und unter Verwendung automatischer oder Geryk-Pumpen[2]) würde eine bedeutende Abkürzung dieser Zeit sich ergeben. Das von mir meist benutzte Induktorium besitzt nur 23 mm Schlagweite, wobei aber die erwähnten Erscheinungen sämtlich vollkommen scharf und sehr deutlich auftreten.[3]) Bei einem Verdünnungsgrade, welcher in dem weiteren Teile des die Anode enthaltenden zur Pumpe führenden Ansatzrohres des Apparates Fig. 1 nur zwei Schichten von 23 mm Abstand[4]) zur Ausbildung kommen lässt, ist von blauem Lichte in der Kugel in der Regel nichts mehr zu sehen und die Phosphoreszenz von Glaswand und eingebrachten Mineralien sehr kräftig.

Die Anfertigung der beschriebenen Apparate hat die Firma Max Stuhl, Berlin N.W., Philippstrasse 22, übernommen.[1])

1) Mit nur von Hand zu bewegendem Quecksilbergefäss.
2) Ztschr. f. den physik. und chem. Unterricht, **14**, 285, 1901.
3) Es ist dies ein früher in einem Schnellseher-Automaten verwendetes Induktorium von Siemens & Halske mit Platinunterbrecher, welches dauerndes Arbeiten ohne nennenswerte Erhitzung der Kontakte verträgt. — Ein Induktorium grösserer Leistung — ich benutzte ein solches von M. Kohl-Chemnitz für 120 mm Schlagweite — zeigt dieselben Erscheinungen, nur bedeutend lichtstärker.
4) Von Helligkeitsmaximum zu Helligkeitsmaximum gerechnet.

1) Die Apparate werden zu folgenden Preisen geliefert: Ausführung A (Fig. 1) mit 4 Kathoden, wie angegeben, 18.50 Mk.; Ausführung B (Fig. 2), ebenfalls mit 4 Kathoden, 20 Mk.; Ausführung C, ausserdem noch mit abnehmbarem Tischchen und Einrichtung für Röntgenversuche, 25 Mk.

Berlin, April 1902.

(Eingegangen 25. April 1902.)

Über Kathodenstrahlreflexion bei schiefer Incidenz.

Von J. Stark.

1. Einleitung.

Von W. Weber[1]) und E. Riecke[2]) ist die Hypothese aufgestellt worden, dass zwischen einem Teilchen eines Körpers und einem elektrischen Teilchen eine Kraft, im besonderen eine anziehende wirkt, welche das elektrische Teilchen von seiner Bahn ablenkt. In einer früheren Mitteilung[3]) in dieser Zeitschrift wurde aus jener Ablenkungshypothese eine Reihe von Folgerungen über die Reflexion der Kathodenstrahlen, speziell an Metallen, gezogen; diese standen im Einklang mit allen bis dahin beobachteten Thatsachen. Nun sind letzthin von L. Austin und H. Starke[4]) neue Versuche über die Reflexion der Kathodenstrahlen an Metallen veröffentlicht worden. Diese setzen sich einerseits zu keiner der bisherigen Folgerungen aus der Ablenkungshypothese in Gegensatz, andererseits regen sie zu einer Ergänzung derselben an.

Die Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist folgende. Es sollen aus der Ablenkungshypothese neue Folgerungen gezogen und gewisse Eigenschaften der Kathodenstrahlreflexion vorhergesagt werden; ob die experimentelle Untersuchung sie bestätigt, modifiziert oder widerlegt, ist von untergeordneter Bedeutung; die Hypothese hat ihren Dienst geleistet, wenn sie die Aufdeckung neuer Seiten der Kathodenstrahlreflexion veranlasst hat. An einem anderen Orte soll auf mehrere mögliche Fehlerquellen aufmerksam gemacht werden, welche bei der experimentellen Untersuchung auf die Grösse ihres Einflusses geprüft und eventuell berücksichtigt werden müssen.

2. Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit bei senkrechter Incidenz.

In der früheren Mitteilung wurde aus der

1) W. Weber, Ges. Werke, Berlin 1894, Bd. IV, S. 389.
2) E. Riecke, Wied. Ann. **66**, 357, 1899.
3) Diese Zeitschr. **3**, 161, 1902.
4) L. Austin und H. Starke, Verh. d. D. physik. Ges. **4**, 106, 1902.

Ablenkungshypothese folgender Satz abgeleitet. „Mit anfänglich kleiner wachsender Elektrodenspannung nimmt die Intensität der reflektierten Kathodenstrahlen von einem kleinen Wert an erst ziemlich rasch bis zu einem Maximum zu, dann nimmt sie bei weiter steigender Elektrodenspannung wieder ab und strebt einem konstanten Werte zu." Die messende Untersuchung hat zu entscheiden, bei welchem Werte der Elektrodenspannung oder der Kathodenstrahlgeschwindigkeit das Maximum der Reflexion eintritt und von welchem Wert an das Reflexionsvermögen eines Metalles als konstant betrachtet werden kann.

Der obige Satz wurde zunächst für senkrechte Incidenz abgeleitet und an H. Starkes Messungen für diesen Fall geprüft. Es zeigten diese in der That bei Aluminium in einem Falle (vergl. Fig. 1 in der früheren Mitteilung) zwischen 5000 und 7000 Volt deutlich eine Abnahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit. Zur Beantwortung der Frage nach der Lage des theoretisch geforderten Maximums seien ebenfalls Starkes Versuche herangezogen. Nach diesen liegt jenes Maximum für Aluminium und Kupfer jedenfalls unterhalb 5000 Volt; dies entspricht einer Kathodenstrahlgeschwindigkeit von ungefähr 4.10^9 cm sec^{-1}. Die Konstanz des Reflexionsvermögens beginnt nach Starkes Messungen für die meisten Metalle bereits bei 7000 Volt Elektrodenspannung. Wie auch nachstehende neu mitgeteilte Tabelle (L. Austin und H. Starke, a. a. O. S. 122) zeigt, ist die Abnahme des Reflexionsvermögens des Kupfers von 7000 Volt an nahezu bereits von der Grössenordnung der Beobachtungsfehler.

Elektrodenspannung	Reflexionsvermögen
7000	0,50
12000	0,51
18000	0,47
25000	0,49

Der Bereich der Elektrodenspannung von 5000—25000 Volt entspricht einem Geschwindigkeitsbereich von $4{,}3 \cdot 10^9$ bis $8{,}6 \cdot 10^9$ cm.sec^{-1}. Die Reflexion der Kathodenstrahlen in dem Geschwindigkeitsbereich $0—4{,}3 \cdot 10^9$ cm $\cdot sec^{-1}$ lässt sich schwer experimentell untersuchen. Der Glimmstrom kann für diesen Bereich zu ihrer Erzeugung mit Hilfe kleinerer Elektrodenspannungen als 5000 Volt nicht angewendet werden; mit der Erniedrigung der Elektrodenspannung geht nämlich die Erhöhung des Gasdruckes Hand in Hand, bei kleineren Elektrodenspannungen ist darum der Druck und damit die Zerstreuung der Kathodenstrahlen im Gase so gross, dass genaue Messungen der Reflexion am Metall allein unmöglich werden. Man könnte daran denken, die Kathodenstrahlen nach dem Vorgang Lenards in einem hohen Vakuum bei niedrigerer Kathodenspannung durch ultraviolette Bestrahlung der Kathode zu erzeugen und dann diese langsamen Strahlen auf ihre Reflexion an einem Metall zu untersuchen. Indes dürfte dieses Verfahren infolge der geringen Intensität der erzeugten Kathodenstrahlen schwer anzuwenden sein.

Infolge der Konstanz des Reflexionsvermögens für Kathodenstrahlen ist es möglich, für die einzelnen Metalle das Reflexionsvermögen als charakteristische Konstante zu definieren. Aber ausdrücklich betont sei, dass eine solche Definition nur für schnelle Kathodenstrahlen und senkrechte Incidenz Gültigkeit hat. Diese Bedingungen sind auch bei Starkes Werten erfüllt.

3. Reflexion bei variabler schiefer Incidenz und konstanter Geschwindigkeit.

Definitionen und Prinzip. — In der früheren Mitteilung wurde die Reflexion der Kathodenstrahlen bei schiefer Incidenz nur hinsichtlich der Abhängigkeit von dem Emanationswinkel einer Besprechung unterzogen. Nunmehr sollen über die Gesamtreflexion bei schiefer Incidenz die Folgerungen aus der Ablenkungshypothese gezogen werden. Zunächst aber seien im Interesse der Klarheit einige Auseinandersetzungen und Definitionen vorausgeschickt.

Treffen primär einfallende Kathodenstrahlen auf einen reflektierenden Körper, so dringen sie mehr oder minder tief in ihn ein; ein Teil dieser primären Kathodenstrahlteilchen verbleibt darauf im Körper, wird „absorbiert"; aus diesem kann man eine negative Elektrizitätsmenge ableiten, welche gleich ist der elektrischen Ladung der absorbierten Kathodenstrahlteilchen. Diese messbare Ladung soll absorbierte Intensität $\mathcal{J}_a$ heissen. Der übrige vom Reflektor nicht absorbierte Teil der primären Kathodenstrahlteilchen begiebt sich durch Reflexion von dem Reflektor wieder in den angrenzenden Gasraum und kann aus diesem an einen geeignet angebrachten Käfig oder Auffänger seine elektrische Ladung abgeben. Die von den reflektierten Teilchen mitgeführte elektrische Ladung möge reflektierte Intensität $\mathcal{J}_r$ heissen. Die Summe $(\mathcal{J}_a + \mathcal{J}_r)$ aus gesamter absorbierter und gesamter reflektierter Intensität ist gleich der primären einfallenden Intensität $\mathcal{J}_i$.

Der Strom, welcher aus dem Reflektor über ein Galvanometer zur Erde fliesst, soll nach dem Vorgang von Austin und Starke Reflektorstrom R heissen, der Strom aus dem Auffänger zur Erde Auffängerstrom A. In jenem ist die absorbierte Intensität, in diesem die reflektierte, vollkommenes Auffangen vor-

ausgesetzt, enthalten. Man darf nun im allgemeinen nicht $R = \mathcal{J}_a$ und $A = \mathcal{J}_r$ setzen; wie nämlich bereits in der ersten Mitteilung betont wurde, kann sich durch eine Wirkung, welche nichts mit der Kathodenstrahlreflexion zu thun hat, noch eine andere Stromstärke über $\mathcal{J}_r$ oder $\mathcal{J}_a$ lagern und so eine scheinbare Verstärkung oder Schwächung der Reflexion hervorbringen. Doch davon sei an einem anderen Orte die Rede. Wir heben noch einmal ausdrücklich hervor, dass wir im folgenden unter absorbierter Intensität nicht den Reflektorstrom, unter reflektierter Intensität nicht den Auffängerstrom verstehen und gehen jetzt zur Betrachtung der Reflexion der Kathodenstrahlen bei schiefer Incidenz über, indem wir uns auf den Standpunkt der Ablenkungshypothese stellen.

Bewegen sich die Teilchen eines Kathodenstrahlenbündels in einer bestimmten primären Richtung zwischen den Teilchen eines Körpers, z. B. eines Metalls, so werden sie von der primären nach allen möglichen Richtungen seitlich abgelenkt, indem sie eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht oder sogar entgegengesetzt zu ihrer primären Richtung annehmen. Dies ist die Erscheinung der Zerstreuung der Kathodenstrahlen. Treten hierbei die primären Strahlen von einem Gasraum in einen festen Körper, speziell ein Metall, den „Reflektor", so verläuft ein Teil der zerstreuten Strahlen ausschliesslich im Reflektor (Undurchlässigkeit oder grosse Dicke vorausgesetzt), der übrige Teil begiebt sich in den Gasraum nach allen Richtungen zurück; als solche diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen aus einem Reflektor in den Gasraum zurück wurde in der ersten Mitteilung die Kathodenstrahlreflexion charakterisiert.

Problemstellung. — Dies zur Erinnerung vorausgeschickt, sei nunmehr unser Problem scharf und klar gestellt. Gegeben ist ein paralleles primäres Kathodenstrahlenbündel von konstanter Geschwindigkeit, sein normaler Querschnitt sei kreisförmig und konstant, und ebenfalls konstant die in der Zeiteinheit durch denselben von den Strahlen geführte negative Elektrizitätsmenge oder mit anderen Worten, es sei die primäre einfallende Intensität $\mathcal{J}_i$ konstant. Dieses Kathodenstrahlenbündel treffe nun auf einen ebenen, undurchlässig dicken, ausgedehnten metallischen Reflektor; die primäre Kathodenstrahlrichtung werde konstant gehalten, gedreht werde zur Gewinnung schiefer Incidenz der Reflektor um eine Achse, welche in seiner Vorderfläche liegt, normal zu der Richtung des primären Kathodenstrahlenbündels steht und durch dessen Mittellinie geht. Wir stellen nun folgende Frage: Wie ändert sich mit dem Einfallswinkel die gesamte reflektierte Intensität $\mathcal{J}_r$ der Kathodenstrahlen unter den gemachten Voraussetzungen?

Die genaue Antwort auf die vorstehende Frage ist nicht leicht. Die reflektierte Intensität ist nämlich das Ergebnis zweier Wirkungen, die sich übereinanderlagern.

Wie bereits in der ersten Mitteilung auseinandergesetzt wurde, vollzieht sich die Reflexion der Kathodenstrahlen als Zerstreuung nicht ausschliesslich an oder auf der Oberfläche, sondern auch im Innern eines Reflektors. Ein Teil der zerstreuten Strahlen wird von den Metallteilchen, welche die primären Strahlen auf ihrem Wege zuerst antreffen, durch eine einmalige Ablenkung von seiten eines Metallteilchens in den Gasraum reflektiert; dieser Teil soll reflektierte Intensität erster Ordnung $\mathcal{J}'_r$ heissen. Ein anderer Teil wird von den in der primären Kathodenstrahlrichtung nächstfolgenden Metallteilchen des Reflektors nach zwei oder mehreren Ablenkungen durch die oberste Teilchenschicht hindurch in den Gasraum zurückgeworfen, dieser Teil soll reflektierte Intensität zweiter Ordnung $\mathcal{J}''_r$ heissen. Die Summe aus reflektierter Intensität erster und zweiter Ordnung ist gleich der gesamten reflektierten Intensität oder kurz der reflektierten Intensität $\mathcal{J}_r$.

Sowohl die reflektierte Intensität erster wie diejenige zweiter Ordnung ist nun abhängig vom Einfallswinkel. Wir wollen zunächst jede für sich betrachten. Absehen können wir von einer dritten Wirkung. Bei konstanter primärer Intensität $\mathcal{J}_i$ verringert sich nämlich die auf die Einheit der bestrahlten Fläche des Reflektors entfallende primäre Intensität i_i mit wachsendem Einfallswinkel α nach dem Gesetze $i_i = \frac{\mathcal{J}_i}{q} \cos\alpha$, wo q den Normalschnitt des primären Bündels bedeutet. Gleichzeitig wächst aber auch die getroffene Fläche f des Reflektors nach dem Gesetz $f = \frac{q}{\cos\alpha}$. Wenn darum das Reflexionsvermögen bei konstanter Kathodenstrahlgeschwindigkeit unabhängig ist von der Intensität, so kompensiert sich hinsichtlich der Reflexion die Abnahme von i_i durch die Zunahme von f. Diese Voraussetzung ist aber sicherlich für kleine und mittlere Intensitäten erfüllt, für grosse allerdings nicht mehr, weil diese durch Erhitzung den Zustand des Reflektors zu beträchtlich verändern.

Reflektierte Intensität erster Ordnung. — Da, wie gesagt, die Kathodenstrahlreflexion im Innern des reflektierenden Metalls sich vollzieht, so dürfen wir die genäherte Annahme machen, dass die räumliche Verteilung der zerstreuten Strahlen erster Ordnung rings um die Einfallsrichtung der primären Strahlen unab-

hängig sei von dem Einfallswinkel, solange dieser nicht gross ist. Die daraus für die Reflexion sich ergebende Folgerung wird am besten zeichnerisch klar gemacht.

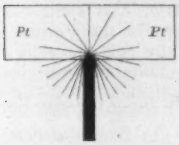

Fig. 1.

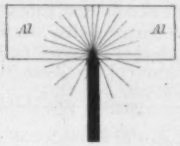

Fig. 2.

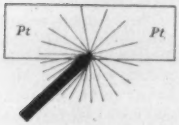

Fig. 3.

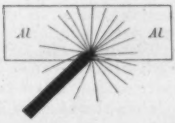

Fig. 4.

In den Figuren 1—4 bezeichnet der dicke Strich das primäre einfallende Kathodenstrahlenbündel, die fein ausgezogenen Linien bedeuten die nach allen Richtungen zerstreuten Strahlen; das mit *Pt* bezw. *Al* bezeichnete Rechteck bedeutet die Reflektorplatte. Es verhalten sich die verschiedenen Metalle als Kathodenstrahlreflektoren quantitativ sehr stark verschieden; sie ordnen sich in eine Reihe; an deren einem Ende stehen die stark, an dem anderen die wenig zerstreuenden Metalle. Als Repräsentant des ersten Extrems mag das Platin, als derjenige des zweiten Extrems das Aluminium gelten. Figur 1 und 3 stellt nun den Typus der Kathodenstrahlreflexion an stark, Figur 2 und 4 denjenigen an wenig zerstreuenden Metallen bei senkrechter bez. schiefer Incidenz dar. Aus den vorstehenden Figuren lassen sich folgende Sätze ablesen.

Das Gesetz der räumlichen Verteilung oder das Emanationsgesetz der reflektierten Kathodenstrahlen erster Ordnung ist erstens von Metall zu Metall, zweitens von Einfallswinkel zu Einfallswinkel verschieden.

Mit wachsendem Einfallswinkel nimmt die reflektierte Intensität erster Ordnung bei den stark zerstreuenden Metallen nur wenig zu, vielleicht sogar etwas ab, bei den schwach zerstreuenden Metallen nimmt sie beträchtlich zu.

Diese Sätze über die Abhängigkeit der reflektierten Intensität erster Ordnung erfahren indes noch eine Modifikation. Diejenige Intensität eines primären Kathodenstrahlenbündels, welche von der obersten Teilchenschicht eines Reflektors zerstreut bez. in den Gasraum reflektiert wird, hängt, wie sich von selbst versteht, von zwei Dingen ab: erstens von der Grösse der ablenkenden Kraft zwischen einem Metall- und einem Kathodenstrahlteilchen, bezogen auf einen gewissen Abstand zwischen beiden, zweitens von der Zahl der Metallteilchen, welche in dem Schnitt der Reflektorfläche mit dem Kathodenstrahlenbündel liegen; je grösser die ablenkende Kraft und je grösser die Zahl der Metallteilchen in jenem Schnitt ist, desto grösser ist die reflektierte Intensität erster Ordnung. Nun ist zwar die ablenkende Kraft (bezogen auf einen gewissen Abstand) unabhängig von dem Einfallswinkel, nur abhängig von der Natur des Reflektors, dagegen ändert sich die Zahl (z) der reflektierenden obersten Metallteilchen mit dem Einfallswinkel. Ist z_0 die Zahl der Metallteilchen, welche in der Einheit der Oberfläche verteilt ist, q der Normalschnitt des Kathodenstrahlbündels, so gilt $z = \frac{z_0 \cdot q}{\cos \alpha}$. Wie auch die Figuren 5 (unten) und 6 (oben) für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ und $\alpha = 65^0$ anschaulich machen (Kreise Metallteilchen, Gerade Kathodenstrahlen), nimmt, unabhängig von der Natur des Reflektormetalls, die Zahl der obersten reflektierenden Metallteilchen erst langsam dann rasch zu mit wachsendem Einfallswinkel. Ein und dasselbe Metall als Reflektor verhält sich in seiner Oberflächenschicht bei senkrechter Incidenz anders als bei schiefer; die Vergrösserung des Einfallwinkels wirkt in der betrachteten Hinsicht angenähert gerade so, wie wenn der Einfallswinkel konstant gleich Null, der Schnitt der Reflektorfläche mit dem Strahlenbündel konstant gleich q bliebe, dagegen in dieser Fläche q die Zahl der Metallteilchen proportional mit $\frac{1}{\cos \alpha}$ grösser, also das reflektierende Metall dichter würde.

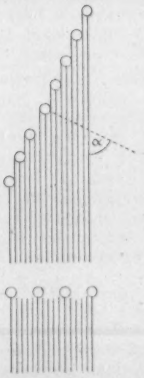

Fig. 5 u. 6.

Die Vergrösserung der Zahl z mit wachsendem Einfallswinkel lässt auch ohne weiteres erkennen, dass die oben gemachte Annahme einer Unabhängigkeit der räumlichen Verteilung der zerstreuten Strahlen vom Einfallswinkel nur eine Annäherung ist und für grosse Einfallswinkel nicht mehr zutrifft. Für grosse Einfallswinkel überwiegt der Einfluss der Vergrösserung der Zahl z der reflektierenden Metallteilchen.

Beide Wirkungen, räumliche Verteilung und Änderung der Zahl z zusammenfassend, kommen wir zu folgendem Resultat. Die reflektierte Intensität erster Ordnung nimmt mit wachsendem Einfallswinkel für alle Metalle zu, erst langsam, dann schnell; für die wenig zerstreuenden Metalle ist diese Zunahme grösser als für die stark zerstreuenden.

Reflektierte Intensität zweiter Ordnung. — Die reflektierte Intensität zweiter Ordnung rührt davon her, dass von den Metallteilchen, welche in der primären Kathodenstrahlenrichtung auf die von dieser zuerst getroffenen Teilchen folgen, Kathodenstrahlen durch die oberste Teilchenschicht hindurch in der Richtung nach dem Gasraum zerstreut werden. Um in diesen zu gelangen und so die Reflexion zu vermehren, müssen sie die oberste Metallschicht durchlaufen; in dieser aber erfahren sie eine Absorption. Je geringer diese ist, desto grösser wird die reflektierte Intensität zweiter Ordnung. Jene Absorption ist einmal von Metall zu Metall verschieden, in Platin grösser als in Aluminium; sodann hängt sie ab von der Dicke der durchlaufenen Oberflächenschicht oder von dem Abstand, welche die an zweiter und höherer Stelle von der primären Kathodenstrahlrichtung getroffenen Metallteilchen von der Oberfläche haben. Dieser Abstand und somit die absorbierende Dicke wird aber bei wachsendem Einfallswinkel kleiner und zwar mit dem Cosinus desselben. Der dadurch bedingten Abnahme der Absorption in der Oberflächenschicht entspricht eine Zunahme der reflektierten Intensität zweiter Ordnung. Demnach nimmt mit wachsendem Einfallswinkel α die reflektierte Intensität zweiter Ordnung $\mathcal{J}_r$ zu und zwar für sämtliche Metalle, indes ist die Zunahme bei einem bestimmten Einfallswinkel für die stark zerstreuenden kleiner als für die schwach zerstreuenden. Für Platin ist beispielsweise der Differentialquotient $\frac{\partial \mathcal{J}''_r}{\partial \alpha}$ kleiner als für Aluminium. Für jene Metalle ist nämlich von vornherein die in die Tiefe eindringende und dann wieder reflektierte Intensität kleiner und dann ist die Absorption in der Oberflächenschicht grösser als bei den schwach zerstreuenden Metallen.

Gesamte reflektierte Intensität. — Nach den vorstehenden Auseinandersetzungen ist ein jedes Glied der Summe $\mathcal{J}_r = \mathcal{J}'_r + \mathcal{J}''_r$ eine Funktion des Einfallswinkels α. Wir ziehen aus ihnen zunächst die Folgerung für das Verhalten schwach zerstreuender Metalle wie für Aluminium. Für diese ist der Differentialquotient $\frac{\partial \mathcal{J}_r}{\partial \alpha}$ positiv und beträchtlich für grössere Einfallswinkel und das gleiche gilt von den Differentialquotienten $\frac{\partial \mathcal{J}''_r}{\partial \alpha}$. Darum ist auch der Differentialquotient $\frac{\partial \mathcal{J}_r}{\partial \alpha} = \frac{\partial \mathcal{J}'_r}{\partial \alpha} + \frac{\partial \mathcal{J}''_r}{\partial \alpha}$ positiv und beträchtlich für grössere Einfallswinkel. Demnach nimmt für schwach zerstreuende Metalle die (gesamte) reflektierte Intensität mit wachsendem Einfallswinkel beträchtlich zu und zwar erst langsam, dann schneller; dementsprechend nimmt die absorbierte Intensität $\mathcal{J}_a$ mit wachsendem Einfallswinkel ab. Die messende, von Fehlerquellen freie Beobachtung dürfte dies für Aluminium bestätigen.

Für stark zerstreuende Metalle sind $\frac{\partial \mathcal{J}'_r}{\partial \alpha}$ und $\frac{\partial \mathcal{J}''_r}{\partial \alpha}$ zwar auch positiv, aber klein, $\frac{\partial \mathcal{J}'_r}{\partial \alpha}$ kann im extremsten Falle sogar durch Null hindurchgehen und negativ werden. Was für die zwei vorstehenden Differentialquotienten gilt, trifft auch bei ihrer Summe $\frac{\partial \mathcal{J}_r}{\partial \alpha}$ zu. Für stark zerstreuende Metalle nimmt darum mit wachsendem Einfallswinkel die reflektierte Intensität ebenfalls zu, aber in kleinerem Betrage als für schwach zerstreuende Metalle.

Ohne weiteres ist folgender Satz klar. Für zwei verschiedene Metalle ist das Verhältnis der reflektierten Intensitäten oder das Verhältnis der Reflexionsvermögen eine Funktion des Einfallswinkels. Für Platin und Aluminium beispielsweise ist dieses Verhältnis $\varkappa = \frac{(\mathcal{J}_r)_{Pt}}{(\mathcal{J}_r)_{Al}}$ für $\alpha = 0$ gross, nimmt aber mit wachsendem Einfallswinkel auf einen viel kleineren Wert ab.

Einfluss der Politur. — Unser Erklärungsprinzip lässt erkennen, dass bei senkrechter Incidenz der Grad der Politur nur einen sehr geringen Einfluss auf die reflektierte Intensität haben kann; dies wurde bereits in der ersten Mitteilung dargelegt. Der geringe Einfluss, der sich bei grösserer Rauhigkeit zeigen mag, wird

bei stark zerstreuenden Metallen grösser sein als bei schwach zerstreuenden.

Bei schiefer Incidenz wird die reflektierte Intensität durch den Grad der Politur des Reflektors beeinflusst; die Zunahme mit der Verbesserung der Politur ist unter sonst gleichen Umständen um so grösser, je grösser der Einfallswinkel ist. Diese Folgerung ergiebt sich aus den obigen Darlegungen. Die Hervorragungen bei geringer Politur bedeuten nämlich bei der Kleinheit der Masse eines einfallenden primären Elektrons an den betreffenden einzelnen Stellen eine Verkleinerung des Einfallswinkels, umsomehr, je grösser der Einfallswinkel α des ganzen primären Kathodenstrahlenbündels bezogen auf die Reflektornormale ist; Verkleinerung des Einfallswinkels bringt aber eine Verringerung der reflektierten, eine Vermehrung der absorbierten Intensität hervor.

4. Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit bei schiefer Incidenz.

Wie bereits in der ersten Mitteilung auseinandergesetzt wurde, nimmt der Ablenkungswinkel (Winkel zwischen primärer Strahlenrichtung und Richtung eines zerstreuten Strahlteilchens) ab, wenn die Geschwindigkeit der Strahlen zunimmt; demgemäss nimmt mit wachsender Geschwindigkeit die Zerstreuung und Absorption durch eine dünne Metallschicht von bestimmter Dicke ab. Diese Abnahme des Ablenkungswinkels ist um so grösser, je kleiner sein anfänglicher Wert bei nicht zu grosser Geschwindigkeit war. Aus diesem Grund nimmt, als eine Zerstreuung, die Reflexion bei senkrechter Incidenz (grosser Ablenkungswinkel) mit wachsender Geschwindigkeit oberhalb einer Elektrodenspannung von 7000 Volt nur mehr wenig ab. Bei schiefer Incidenz liegt die Sache jedoch anders. Je grösser der Einfallswinkel ist, desto mehr macht sich in der reflektierten Intensität der Anteil der wenig abgelenkten Strahlen geltend, desto deutlicher muss der Einfluss der Geschwindigkeit auf diese hervortreten. Bei schiefer Incidenz nimmt darum die reflektierte Intensität erster sowohl wie zweiter Ordnung und darum auch die gesamte reflektierte Intensität mit wachsender Kathodenstrahlengeschwindigkeit oder erzeugender Elektrodenspannung ab, und zwar umsomehr, je grösser der Einfallswinkel ist. Für sehr grosse Geschwindigkeiten nimmt indessen auch in diesem Falle die Reflexion einen nahezu konstanten Wert an. Bei senkrechter Incidenz liegt diejenige Elektrodenspannung bez. Geschwindigkeit, oberhalb welcher das Reflexionsvermögen konstant erscheint, bei 7000 Volt bez. 5.10^9 cm . sec^{-1}. Bei schiefer Incidenz sind diese Werte um so grösser, je grösser der Einfallswinkel ist. Die Abnahme der reflektierten und somit die Zunahme der absorbierten Intensität mit wachsender Geschwindigkeit bei schiefer Incidenz an dickem Reflektor entspricht der Beobachtung, dass ein dünnes Metallblättchen bei normaler Incidenz umsomehr Kathodenstrahlen durch sich gehen lässt, je grösser deren Geschwindigkeit ist.

Göttingen, 10. April 1902.

(Eingegangen 16. April 1902.)

Über die elektrische Leitungsfähigkeit von isolierenden Flüssigkeiten und ihren Mischungen.

Von Giuseppe di Ciommo.

In nachfolgendem habe ich die Absicht, die Widerstände einer gewissen Anzahl von flüssigen Kohlenwasserstoffen einerseits und ihrer Mischungen andererseits zu bestimmen, um zu sehen, wie sie voneinander abhängen. Ich habe zu diesem Zwecke zwei verschiedene Methoden befolgt, je nachdem die zu untersuchende Flüssigkeit einen ungemein grossen oder einen sehr viel kleineren, aber immerhin noch recht beträchtlichen Widerstand hat.

Mittels meiner ersten Methode habe ich das Benzol, Toluol, Hexan, Äthan, Xylol (Meta), Kumol, Kohlenstoff-Tetrachlorür und ihre Mischungen untersucht. Man verbindet eine der Elektroden des Widerstandsgefässes, welches die Flüssigkeit enthält, mit der Nadel eines Quadranten-Elektrometers Thomson-Villari; die andere Elektrode wird an den Pol einer Batterie von 100 Daniellschen Elementen angeschlossen, deren entgegengesetzter Pol nach dem Boden abgeleitet ist; die Quadranten des Elektrometers werden mit einer 100 Voltasche Elemente starken Batterie geladen.

Bei diesem Verfahren erhält die Nadel des Elektrometers eine elektrische Ladung, die durch die zu untersuchende Flüssigkeit durchgegangen ist; ihre Ablenkung steigt langsam bis zu einem Maximum, welches stationär bleibt.

Wir bezeichnen mit v das Potential, welches die Nadel erreicht hat; mit V dasjenige der Ladungsbatterie; $V-v$ ist die Potentialdifferenz, die an den beiden Elektroden des Widerstandsgefässes entsteht; ein Strom $I=\frac{V-v}{R}$ passiert also die zu untersuchende Flüssigkeit, wenn wir den Widerstand dieser Flüssigkeit mit R bezeichnen. Ist das Potential der Nadel stationär, so gleicht die Elektrizitätsmenge, die sie erhält, das aus, was sich in der Zeiteinheit frei in der Atmosphäre verliert, und man erhält also:

$$\frac{V - v}{R} 60'' = c\varepsilon ,$$

c bedeutet die elektrische Kapazität der Nadel und ε die Abnahme ihres Potentials durch spontane Verluste während einer Minute. Hieraus ergiebt sich nun:

$$R = \frac{V - v}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{c} 60''.$$

Die zweite Methode, welche die Methode des Ladungsverlustes genannt wird, habe ich bei dem Schwefelkohlenstoff, dem Carven, dem Brombenzol, dem Chloroform und ihren Mischungen, wie auch für Mischungen des Schwefelkohlenstoffes mit dem Äthan, dem Hexan und dem Kohlenstoff-Tetrachlorür angewendet. Man bestimmt den Ladungsverlust eines Kondensators von der Kapazität c, der bis zu einem Potential V geladen wird, während seine Belegungen durch die zu untersuchende Flüssigkeit für eine gewisse Zeit t geschlossen werden. Wird nun das Potential des Kondensators zu V^1, so weiss man, dass der Widerstand R der Flüssigkeit durch die Beziehung

$$\frac{1}{R} = \frac{c}{t} log_e \frac{V}{V^1}$$

an die anderen gemessenen Grössen gebunden ist.

Ging ich nach obigen Methoden unter Beachtung aller Vorsichtsmassregeln vor, so gelangte ich zu nachstehenden Folgerungen:

1. Ohne Rücksicht auf den inneren Mechanismus der Leitungsfähigkeit der gewöhnlich als nicht leitend betrachteten Flüssigkeiten kann man den Unterschied zwischen ihnen und den als Leitern bekannten in absoluter Weise nicht feststellen, weil man bei Vervollkommnung der Messungsmethoden findet, dass alle Flüssigkeiten Spuren (wenngleich äusserst schwache) von eigener Leitungsfähigkeit aufweisen.

2. Die elektrischen Widerstände $\beta_{(mt)}$ der Flüssigkeitsmischungen, die unter dem Namen der Nichtleitenden gehen, fallen nicht mit denen zusammen, die wir auf Grundlage der Widerstände der flüssigen Komponenten und der Proportionen, in denen sie die Mischung bilden, berechnet haben ($\beta_{(mc)}$). Unter den von mir untersuchten Flüssigkeiten machen die mit Carven gemischten eine Ausnahme; für sie ist

$$\beta_{(mt)} > \beta_{(mc)}.$$

3. Der Unterschied zwischen berechneten ($\beta_{(mc)}$) und gefundenen ($\beta_{(mt)}$) Werten verändert sich mit dem Prozentgehalte der Mischung. Bei denjenigen Mischungen, deren flüssige Komponenten annähernd gleiche elektrische Widerstände haben, wurden obige Differenzen stets positiv; sie gehen von Null aus, erreichen ein Maximum und sinken dann wieder auf Null. Bei Mischungen, deren flüssige Komponenten untereinander stark differierende elektrische Widerstände besitzen, gehen die Unterschiede $(\beta_{(mc)} - \beta_{(mt)})$ von Null aus, erreichen sehr rasch ein positives Maximum, sinken dann bis auf Null, werden hierauf negativ und machen denselben Gang unter diesem Vorzeichen durch. Übrigens sind die Widerstände der Mischungen aus flüssigen Komponenten mit annähernd gleichen Widerständen immer kleiner als die Widerstände der flüssigen Komponenten.

4. Die Widerstände $\beta_{(gelöst)}$ und $\beta^1_{(gelöst)}$, die wir für jede von zwei Flüssigkeiten einer Mischung auf Grund des für die andere Flüssigkeit gefundenen Widerstandes, der Prozentgehalt der Mischung und des (gefundenen) Widerstandes der Mischung selber berechnet haben, sind veränderlich mit dem Prozentgehalt, mit welcher die Flüssigkeit (auf die β sich bezieht) in die Mischung eingeht. In den Mischungen von Benzol und Toluol steigen die Werte von $\beta_{(gelöst)}$ sowohl für das Benzol wie auch für das Toluol im selben Massstabe, als ihre Prozentualität zunimmt, bis sie mit dem eigenen Widerstande zusammenfallen. Man kann diese Resultate folgendermassen zusammenfassen: Die Leitungsfähigkeit, welche eine von den Flüssigkeiten besitzt, wenn sie in einer anderen von ungefähr gleicher Leitungsfähigkeit aufgelöst wird, steigt mit zunehmender Lösung. Ferner hat das Toluol ein grösseres Vermögen, den Widerstand des in ihm gelösten Benzols herabzusetzen, als das Benzol dem Toluol gegenüber aufweist.

Diese und andere Resultate zeigen, welche und wie tiefgreifende Veränderungen in derartigen Flüssigkeiten im Inneren ihrer Lösungen vor sich gehen.

Neapel, April 1902.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 19. April 1902.)

Wheatstone-Brücke mit Schleifdraht und regelbarem Vorschaltwiderstand.

Von Th. Bruger.

Vor längerer Zeit habe ich an dieser Stelle[1]) einen Kompensations-Apparat mit Kurbelschaltung beschrieben, welcher für alle Fälle infolge der besonderen Einrichtung der Kurbelrheostaten eine direkte Ablesung der gesuchten Messgrösse gestattet.

Das Prinzip, nach welchem die dort zur Anwendung gebrachten Kurbelschalter konstruiert sind, lässt sich auch für andere Zwecke mit Vorteil benutzen: so insbesondere für Herstellung veränderlicher Vorschaltwiderstände zum Schleifdraht von Wheatstone-Brücken. Die Möglichkeit, in einem Kreise angeordnete

1) Diese Zeitschrift 1, 167, 1900.

n Widerstände lediglich durch Drehen einer Kurbel so in zwei Abteilungen zu zerlegen, dass die eine a Widerstände und die andere n-a Widerstände umfasst, wo a von o bis n variiert werden kann, wird in diesem Falle so zur Konstruktion einer Schleifdrahtbrücke verwertet, dass der betreffende Kurbelrheostat 9 Widerstände, jeder gleich dem Messdraht, und einen Leerkontakt enthält und die ganze Schaltung der in Fig. 1 gegebenen schematischen

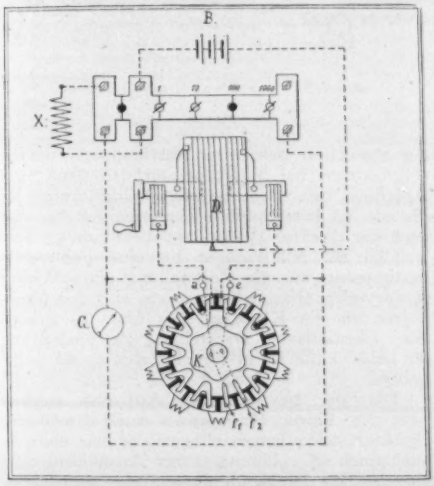

Fig. 1.

Darstellung entspricht. Hier ist D der etwa auf eine Walze gewundene Schleifdraht, dessen Enden mit den beiden Einzelfedern f_1 und f_2 der Kurbelschaltung verbunden sind, während die 9 Doppelfedern der letzteren die Hintereinanderschaltung der 9 Einzelwiderstände in die beiden Gruppen af_1 und ef_2 besorgen. Anfang und Ende des ganzen Systems von Vorschaltwiderständen sind gemäss dem Wheatstoneschen Schema einerseits an den Satz von Vergleichswiderständen 1, 10, 100, 1000 Ohm und andererseits an den zu messenden Widerstand X angeschlossen. Wie man ohne weiteres erkennt, können durch Drehung der Kurbel K die 9 Vorschaltwiderstände beliebig zu beiden Seiten des Messdrahtes gruppiert werden, so dass in den beiden extremen Fällen alle 9 am Anfang oder alle 9 am Ende desselben liegen. Damit ist dann die Länge des Messdrahtes gewissermassen verzehnfacht und auf demselben eine um eine Dezimale genauere Einstellung des Schleifkontaktes ermöglicht, so dass man bei Teilung des Drahtes selbst in 1000 Teile auf $^1/_{10000}$ des ganzen Betrages vom Messdraht und Vorschaltwiderständen direkt einstellen kann.

Was die bei dieser Anordnung auftretenden Übergangswiderstände zwischen den Kontaktfedern und den Schleifklötzen betrifft, so lassen sich dieselben auf den geringen Betrag, welchen ein sehr gut passender und gesäuberter Stöpsel aufweist, wohl nicht ganz herabdrücken. Doch darf man andererseits auch annehmen, dass der Übergangswiderstand eines Systems von Schleiffedern, wie es hier verwendet wird, wesentlich unveränderlicher bleibt, wie der von Stöpseln, so dass man denselben bei der Justierung der betreffenden Vorschaltwiderstände zum grossen Teil mit berücksichtigen kann und zwar hier um so eher, als immer die Anzahl der Übergangswiderstände derjenigen der für die Messung in Frage kommenden Hauptwiderstände proportional ist.

Zweckmässig bleibt es trotzdem, den Widerstand des Messdrahtes und damit zugleich auch den der diesem gleichen Vorschaltwiderstände möglichst gross zu wählen und daher erscheint der hier beschriebene Vorschaltwiderstand mit Kurbelschaltung besonders für solche Messbrücken geeignet, deren Messdraht eine relativ grosse Länge hat und etwa, wie auch in Fig. 1 angedeutet, in einer Anzahl von Windungen auf eine isolierende Walze gewickelt ist. Bei derartigen Brücken lässt sich dann sehr gut erreichen, dass die Übergangswiderstände in der Kurbelschaltung nur ungefähr 1 Zehntausendstel der zugehörigen Hauptwiderstände ausmachen.

Eine weitere zweckmässige Anwendung findet diese Kurbelschaltung für Apparate, die zur Fehlerortsbestimmung an in die Erde verlegten Kabeln nach der Murrayschen Schleifenmethode dienen. Die dieser entsprechende Schaltung ist in Fig. 2 dargestellt und man sieht,

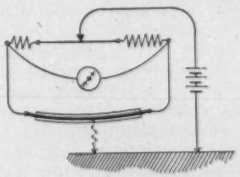

Fig 2.

dass der Fehlerort um so genauer gefunden wird, je genauer das Verhältnis der beiden Abschnitte, in welche das zu prüfende Kabel durch den Erdschluss geteilt wird — die Zuleitungen zum Kabel sind natürlich auf äquivalente Kabellängen zu reduzieren —, an dem Messapparat bestimmt und abgelesen werden kann. Ist also der Schleifdraht an und für sich in 1000 Intervalle geteilt und verbindet man mit

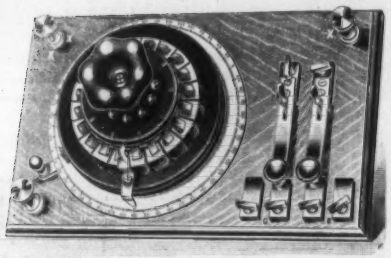

Fig. 3.

demselben einen regelbaren Vorschaltwiderstand vom neunfachen Betrage dieses Messdrahtes, so ist der Fehlerort auf ein Zehntausendstel der ganzen Kabellänge ablesbar.

Die äussere Form und Ausführung eines Apparates zur Fehlerortsbestimmung zeigt Fig. 3. Der Schleifdraht ist um eine Hartgummischeibe

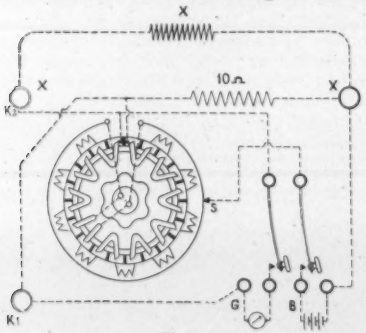

Fig. 4.

gelegt, auf welcher im Kreise die Anschlussklötze für die Vorschaltwiderstände angeordnet sind. Über denselben liegt das drehbare System der Schleiffedern, deren jede aus 5 einzelnen federnden Phosphorbronzelamellen besteht und die insgesamt auf der Unterseite einer mit Hartgummiknauf versehenen Hartgummiplatte montiert sind. Diese Platte mit den Federn ist nach Lösen einer einzigen centralen Schraube ohne weiteres abnehmbar. Der Teilkreis für den Messdraht ist mit der Kontaktvorrichtung zugleich drehbar, so dass die Ablesung sowohl des vorgeschalteten Widerstandes, wie auch der abgeteilten Schleifdrahtlänge in sehr bequemer Weise an je einer festen Marke erfolgt. Auf der Grundplatte des Apparates sind noch ein Batterie- und ein Galvanometerschlüssel untergebracht, während im Innern derselben ein Widerstand von 10 Ohm vorgesehen wurde,

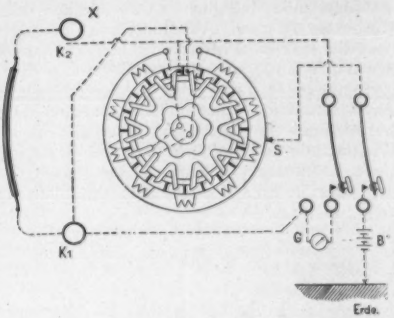

Fig. 5.

der als dritter bekannter Brückenzweig dienen soll, so dass bei Mitbenutzung desselben und Anschluss des zu messenden Widerstandes an die mit *XX* bezeichneten Klemmen der Apparat auch zur direkten Widerstandsbestimmung verwendbar ist. Soll dagegen bei einer Fehlerortsbestimmung nur die Feststellung eines Widerstandsverhältnisses erfolgen, so wird das Messobjekt an die Klemmen K_1 und K_2 gelegt. Die schematische Darstellung der Schaltung für beide Fälle ist in den Figuren 4 und 5 gegeben.

Die hier beschriebenen Apparate werden von der Firma Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt a/M., hergestellt, welche den letzteren auch noch in vollkommenerer Ausführung mit eingebautem Drehspulgalvanometer und Messbatterie liefert.

(Eingegangen 25. April 1902.)

Personalien.

Der Ingenieur Hans Dieckhoff in Hamburg wurde zum etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin ernannt.

Der Assistent für höhere Mathematik an der Technischen Hochschule in München, Dr. Martin Kutta, wurde als Privatdozent für angewandte und reine Mathematik an der genannten Hochschule, der Civilingenieur Henry Lossier als Privatdozent an der technischen Sektion der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Lausanne zugelassen.

Prof. Boltzmann in Leipzig kehrt an die Universität Wien zurück.

Am 2. Mai starb im Alter von 42 Jahren Prof. Dr. Johannes Frentzel, Lehrer der Chemie an der Landwirtschaftlichen und an der Technischen Hochschule zu Berlin, am 28. April der Professor der Mathematik an der Berliner Universität Fuchs.

Berichtigungen.

In der Arbeit des Herrn Chabot, Heft 15, S. 332, Spalte I, Zeile 21 v. o. soll es statt „radikalem" radialem heissen.

In den Personalien desselben Heftes, Seite 352, letzte Zeile soll es statt „Haun" Hann heissen.

In der Arbeit von Gradenwitz, Heft 15, p. 331, Spalte 1, Z. 1 v. o. lies „0,01" anstatt 0,1.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.